www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

8e JAARGANG No. 5, blz. 129-160 MEI 1946

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

HEETELUCHTMOTOREN

door H. RINIA en F. K. du PRÉ.

621.412:536.8

Omstreeks het midden van de vorige eeuw bestond er eenige tijd groote belangstelling voor de heeteluchtmotor. Reeds spoedig werd deze echter verdrongen door de opkomst van de motoren met inwendige verbranding. Dit lag niet aan het gebezigde thermodynamische proces, maar aan de in die tijd mogelijke technische constructies. Uit recente onderzoekingen in het Philips laboratorium is gebleken, hoe er met de heeteluchtmotor zeer gunstige resultaten te bereiken zijn, indien de constructie geschiedt volgens moderne inzichten omtrent warmte-overdracht, stroomingsweerstand, materiaaleigenschappen enz. In dit artikel zullen de theoretische grondslagen van het heeteluchtproces besproken worden.

Inleiding

Wanneer men nagaat, met behulp van welke processen men in de loop der jaren heeft getracht om mechanische arbeid uit warmte op te wekken, constateert men het merkwaardige feit, dat het thans in onbruik geraakte heeteluchtproces een tijdlang als zeer veel belovend is beschouwd. In 1817 werd het voor het eerst gebezigd door Stirling en daarna zijn verscheidene heeteluchtmachines, waaronder zeer groote, gebouwd en practisch toegepast. Sommigen meenden zelfs in de heeteluchtmachine een ernstige concurrent van de eerder in gebruik gekomen stoommachine te moeten zien.

Deze vroegere heeteluchtmachines waren echter zoo zwaar, langzaam loopend en oneconomisch, dat het ons niet verbaast, dat ze na de uitvinding van de motoren met inwendige verbranding geheel zijn verdrongen. Na een korte bloeiperiode is de belangstelling voor het heeteluchtproces dan ook vrijwel geheel verdwenen.

Nu was het bekend, dat het heeteluchtproces volgens de thermodynamica tot de zeer economische werkwijzen voor het opwekken van mechanische energie uit warmte gerekend moest worden. In de vorige eeuw was men echter technisch niet in staat een goede heeteluchtmotor te construeeren. Als resultaat van het uitvoerige theoretische en experimenteele onderzoek, dat sinds eenige jaren in het Philips-laboratorium op dit gebied wordt verricht, is komen vast te staan, dat de huidige techniek wél in staat is de mogelijkheden van het heeteluchtproces voldoende uit te buiten.

Door gebruik te maken van moderne materialen en moderne inzichten omtrent warmte-overdracht en stroomingsweerstand bleek het mogelijk om het heeteluchtproces toe te passen in motoren, die 3000 omwentelingen en meer per minuut kunnen maken en daarbij gunstige cijfers voor gewicht en rendement vertoonen. Wij zullen ons in dit artikel tot de voornaamste theoretische gezichtspunten, die bij het heeteluchtproces een rol spelen, beperken.

Principe van de heeteluchtmotor

Wij zullen het principe van de heeteluchtmotor uiteenzetten aan een sterk geschematiseerd model. Wij denken ons daartoe een cylinder, die in twee deelen verdeeld is, die in open verbinding met elkaar staan. Door middel van een verhitter wordt het eene gedeelte, de zg. warme ruimte, op een hooge temperatuur T_w gehouden, terwijl het andere gedeelte, de zg. koude ruimte, door een koeler op een lage temperatuur T_k gehouden wordt. In elk der beide deelen van de cylinder bevindt zich een bewegelijke zuiger. Tusschen beide zuigers is een bepaalde hoeveelheid lucht opgesloten. We

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zullen voorloopig veronderstellen, dat de warmte-overdracht tusschen de cylinder en de zich er in bevindende lucht zoo goed is, dat de lucht in de warme ruimte voortdurend de temperatuur T_w en in de koude ruimte de temperatuur T_k heeft.

Wij laten de lucht in de cylinder nu een kringproces doorloopen, dat uit vier fasen bestaat. De vier standen van de zuigers, op de oogenblikken, dat de eene fase in de volgende overgaat, zijn in *fig. 1a* als *I* tot en met *IV* afgebeeld. Het kringproces verloopt als volgt:

In stand *I* is alle lucht in de koude ruimte en deze heeft het maximale volume V_1.

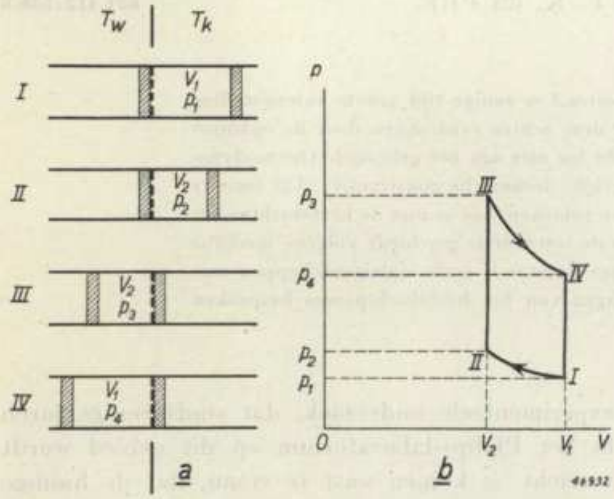


Fig. 1. Schema ter verklaring van de werking van een heeteluchtmotor. *a*) De motor bestaat uit een cylinder, die verdeeld is in een warm en een koud gedeelte met temperaturen T_w resp. T_k, die in open verbinding met elkaar staan. In beide gedeelten bevindt zich een zuiger. Tusschen de twee zuigers bevindt zich een bepaalde hoeveelheid lucht. In de motor speelt zich een kringproces af, waarvan vier stadia zijn weergegeven.
De overgang *I-II* geschiedt isotherm.
De overgang *II-III* geschiedt isochoor, dwz. bij constant volume.
De overgang *III-IV* geschiedt isotherm.
De overgang *IV-I* geschiedt isochoor.
b) Het *p-V*-diagram van het kringproces, dat door het arbeidsmedium wordt doorloopen. Doordat de druk tijdens de heete expansie (*III-IV*) grooter is dan tijdens de koude compressie (*I-II*) is de arbeid, die tijdens de compressie geleverd wordt, ook grooter dan de arbeid, die tijdens de compressie wordt toegevoerd. Als gevolg hiervan is er een positief arbeidsoverschot voor het kringproces als geheel. Dit overschot wordt gerepresenteerd door het oppervlak van de krommen-vierhoek *I-II-III-IV*.

De overgang *I-II* geschiedt krachtens onze onderstelling omtrent de warmte-overdracht isotherm, de lucht wordt gecomprimeerd tot het volume V_2.

In stand *II* is alle lucht in de koude ruimte, maar deze heeft nu het minimale volume V_2.

De overgang *II-III* gesehiedt bij constant (minimaal) volume. De lucht verplaatst zich van de koude naar de warme ruimte.

In stand *III* is alle lucht in de warme ruimte, deze heeft het minimale volume V_2.

De overgang *III-IV* geschiedt wederom isotherm, de lucht expandeert van het minimale volume V_2 tot het maximale volume V_1.

In stand *IV* is alle lucht in de warme ruimte, maar deze heeft nu het maximale volume V_1.

De overgang *IV-I* geschiedt wederom bij constant (maximaal) volume, de lucht verplaatst zich weer naar de koude ruimte.

Het is niet moeilijk om in te zien, dat het geschetste proces in principe voor een motor gebezigd kan worden.

Bij de overgangen *II-III* en *IV-I* wordt in het geheel geen mechanische arbeid verricht. De arbeid, die aan de eene zuiger moet worden toegevoerd, is precies even groot als de arbeid, die door de andere verricht wordt (hierbij zijn natuurlijk alle mechanische wrijvingen verwaarloosd), omdat het volume van de lucht tijdens deze overgangen constant is. We behoeven derhalve alleen te letten op de overgangen *I-II* en *III-IV*. De eerste is een compressie en deze kost derhalve arbeid. Deze compressie vindt echter bij lage temperatuur en dus ook bij lage druk plaats. De tweede is een expansie en deze levert dus arbeid. Omdat deze bij hooge temperatuur plaats vindt, is de gemiddelde druk hooger dan bij de compressie en omdat er dezelfde reeks volumeveranderingen bij doorloopen wordt, zij het in omgekeerde volgorde als bij de compressie, is de geleverde arbeid ook grooter dan de arbeid, die voor de compressie noodig is. Als gevolg hiervan is er per volledige cyclus een arbeidsoverschot.

De werking van de meeste motoren met één zuiger per cylinder komt gewoonlijk hierop neer, dat de zuiger zich gedurende een halve omwenteling onder invloed van een hooge druk verplaatst en daarna gedurende de volgende halve omwenteling tegen een lagere druk in terugbeweegt. Bij de hier besproken uitvoering van de heeteluchtmotor is dit proces over beide zuigers verdeeld en tusschen beide processen is telkens nog een arbeidslooze fase ingeschakeld. Verder is de situatie echter geheel analoog. In *fig. 1b* is het *p-V* diagram voor het geschetste kringproces geteekend. Daarin zijn de hierboven beschreven fasen duidelijk te herkennen. De per cyclus gewonnen arbeid wordt in dit diagram weergegeven door het oppervlak van de krommen-vierhoek *I-II-III-IV*.

Uit het voorafgaande is gebleken, dat het arbeidsoverschot tot stand komt, doordat de isotherme expansie van de lucht bij hooge temperatuur en de isotherme compressie bij lage temperatuur plaats vindt. Dit is een der fundamen-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

teele principes van de heeteluchtmotor, waarvan wij in het vervolg nog gebruik zullen maken.

Het boven beschreven kringproces is als zoodanig natuurlijk heel moeilijk technisch uitvoerbaar. Het realiseeren van de vierfasige zuigerbewegingen zou tot zeer gecompliceerde constructies aanleiding geven. Het is echter mogelijk het kringproces, met behoud van het aangegeven principe, zoodanig te wijzigen, dat het wel technisch bruikbaar wordt. Daartoe denken we ons de beide zuigers door middel van een combinatie van drijfstangen zoodanig gekoppeld, dat de bewegingen van de warme zuiger met een zeker faseverschil door die van de koude zuiger gevolgd worden. In *fig. 2* is zeer schematisch aangegeven, hoe dat zou kunnen geschieden. In dat geval is het niet meer mogelijk

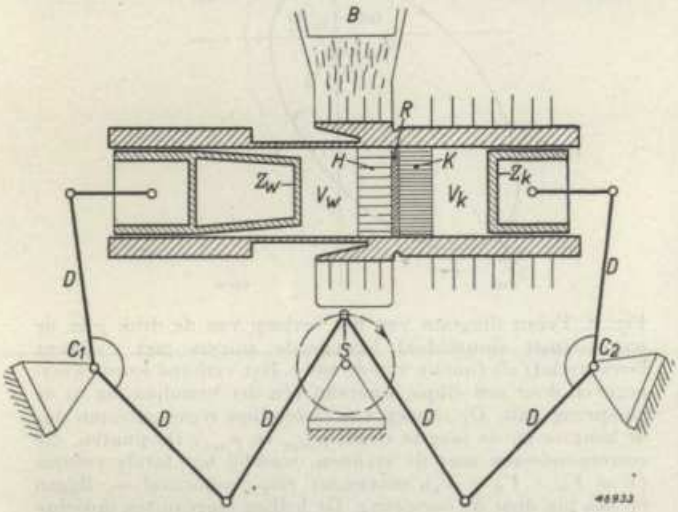


Fig. 2. Schematische voorstelling van de koppeling der beide zuigers van de heeteluchtmotor. V_w warme ruimte, V_k koude ruimte, Z_w warme zuiger, Z_k koude zuiger, D drijfwerk, C_1 en C_2 vaste draaipunten, S krukas, B brander. In de figuur zijn ook de later te bespreken verhitter H, regenerator R en koeler K aangegeven.

om de afzonderlijke fasen te onderscheiden, deze gaan eenigszins dooreen loopen en in het bijzonder heeft de expansie niet meer volledig in de warme ruimte plaats en de compressie niet meer geheel in de koude ruimte. Wanneer men echter het faseverschil geschikt kiest, nl. in de buurt van 90°, dan kan men laten zien, dat de expansie toch in hoofdzaak in de warme ruimte en de compressie in hoofdzaak in de koude ruimte plaats vindt en dan is het begrijpelijk, dat ook het nieuwe kringproces een arbeidsoverschot levert.

Verloop van de luchtdruk p in de motor

Voordat we tot de berekening van de arbeid, die per omwenteling geleverd wordt, overgaan, bepalen we eerst, hoe de luchtdruk in de motor varieert, in de onderstelling, dat deze eenparig loopt met een cirkelfrequentie ω. Dit kan altijd bereikt worden door op de as van de motor een vliegwiel van voldoende groot traagheidsmoment aan te brengen. Verder onderstellen we, dat de volumina van de warme en de koude ruimten dan zuiver sinusvormig varieeren.

We voeren de volgende notatie in:

V_0 maximaal volume van de warme ruimte,
V_w volume van de warme ruimte op een willekeurig tijdstip,
v verhouding van de maximale volumina van koude en warme ruimte,
V_k volume van de koude ruimte op een willekeurig tijdstip.

Tenslotte nemen we nog aan, dat V_w en V_k als onderste grens de waarde nul hebben.

Voor V_w en V_k kunnen we dan schrijven:

$$V_w = \tfrac{1}{2} V_0 (1 + \cos \omega t), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$V_k = \tfrac{1}{2} v V_0 \{1 + \cos (\omega t - \varphi)\}. \quad (2)$$

Hierbij stelt φ dus het faseverschil voor.

Met het oog op de practische toepassingen nemen we nog aan, dat de motor een zekere schadelijke ruimte V_s bevat, die we zullen definieeren als dat deel van de in totaal aan de lucht ter beschikking staande ruimte in de motor, dat niet aan de bewegingen deelneemt. We nemen aan, dat de lucht in deze ruimte gemiddeld de temperatuur T_s heeft.

Het drukverloop als functie van de tijd volgt nu uit de voorwaarde, dat de massa van het arbeidsmedium, in casu de lucht, in de loop van de tijd constant moet zijn. Wij zullen deze massa berekenen in de onderstelling, dat de lucht een ideaal gas is. In de warme, koude en schadelijke ruimte bevinden zich dan respectievelijk:

$$\frac{M}{R} \cdot \frac{pV_w}{T_w} \text{ gram}, \quad \frac{M}{R} \cdot \frac{pV_k}{T_k} \text{ gram en } \frac{M}{R} \cdot \frac{pV_s}{T_s} \text{ gram}.$$

Hierbij stelt p de gasdruk voor, M het gemiddelde moleculair gewicht van de lucht en R de gasconstante. Het constant zijn van de massa van het arbeidsmedium wordt nu tot uitdrukking gebracht door de volgende vergelijking:

$$\frac{M}{R} \cdot \frac{pV_w}{T_w} + \frac{M}{R} \cdot \frac{pV_k}{T_k} + \frac{M}{R} \cdot \frac{pV_s}{T_s} = C'.$$

Gemakshalve stellen we het rechterlid voor door $M/R \cdot CV_0/2T_k$, waarbij C een nieuwe constante is. Door deze schrijfwijze worden de berekeningen vereenvoudigd.

In de gevonden uitdrukking substitueeren we nu de uitdrukkingen voor V_w en V_k. Dit levert na een kleine herleiding:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$\frac{C}{2p} = \frac{(1+\cos\omega t)\,T_k}{2T_w} + \frac{v\{1+\cos(\omega t-\varphi)\}\,T_k}{2T_k} + \frac{V_s}{V_0}\cdot\frac{T_k}{T_s}.$$

We voeren nu de volgende grootheden in:

τ, de temperatuurverhouding: $\tau = T_k/T_w$;

s, de gereduceerde schadelijke ruimte:

$$s = V_s/V_0 \cdot T_k/T_s.$$

(In de practijk is bijv. $T_w = 875\,^\circ\text{K}$ en $T_k = 350\,^\circ\text{K}$, zoodat $\tau = 0{,}4$; s is gewoonlijk omstreeks 0,5.) Hierdoor gaat de vergelijking over in:

$$\frac{C}{p} = \tau\cos\omega t + v\cos(\omega t-\varphi) + \tau + v + 2s, \text{ of}$$

$$\frac{C}{p} = (\tau + v\cos\varphi)\cos\omega t + v\sin\varphi\sin\omega t + \tau + v + 2s.$$

Hiervoor kan nu geschreven worden:

$$\frac{C}{p} = \sqrt{\tau^2+v^2+2\tau v\cos\varphi}\,\cos(\omega t-\Theta) + \tau + v + 2s,$$

waarbij Θ bepaald is door

$$\operatorname{tg}\Theta = \frac{v\sin\varphi}{\tau + v\cos\varphi}.$$

Voeren we nu nog de afkortingen in:

$$\sqrt{\tau^2+v^2+2\tau v\cos\varphi} = A;$$

$$\tau + v + 2s = B \text{ en } \frac{A}{B} = \delta,$$

dan vinden wij voor p:

$$p = \frac{C}{B}\,\frac{1}{1+\delta\cos(\omega t-\Theta)}.$$

Hieruit volgt, dat de maximale waarde van p bepaald is door:

$$p_{\max} = \frac{C}{B}\,\frac{1}{1-\delta}.$$

Met behulp van deze laatste uitdrukking kunnen we voor p schrijven:

$$p = p_{\max}\,\frac{1-\delta}{1+\delta\cos(\omega t-\Theta)}. \quad . \quad . \quad (3)$$

Het gevonden drukverloop is in poolcoördinaten zeer eenvoudig voor te stellen. Vergelijking (3) is de vergelijking van een ellips met een brandpunt in de oorsprong, als we p als voerstraal en ωt als poolhoek kiezen. Deze ellips is in *fig. 3* afgebeeld.

De minimale resp. maximale druk wordt bereikt, als $\omega t = \Theta$ resp. $\Theta + 180°$. Deze waarden worden voorgesteld door de toppen van de ellips. Deze liggen derhalve op een lijn door de oorsprong, die een hoek Θ maakt met de nullijn. In de figuur is eveneens aangegeven, voor welke waarde van ωt het geheele arbeidsvolume

$$V = V_w + V_k + V_s$$

een maximale resp. minimale waarde bereikt. Deze waarden kunnen eenvoudig bepaald worden aan de hand van de formules (1) en (2). De ermede correspondeerende punten in het diagram liggen ook op een lijn door de oorsprong, die echter — dit volgt uit de berekening — een hoek met de nullijn maakt, die kleiner is dan Θ, als $\varphi > 0$ en $\tau < 1$. Hieraan is, zooals wij reeds weten, bij de

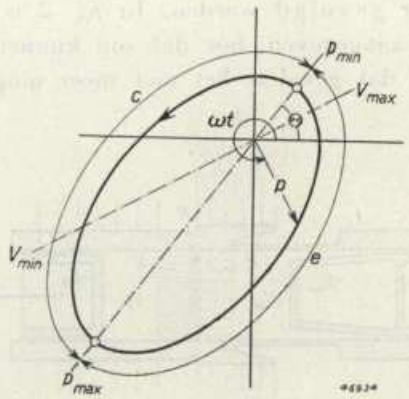


Fig. 3. Polair diagram van het verloop van de druk p in de motor (met sinusoidaal bewegende zuigers met constant faseverschil) als functie van de tijd t. Het verband wordt weergegeven door een ellips, waarvan één der brandpunten in de oorsprong valt. De toppen van deze ellips representeeren dus de hoogste en de laagste druk, p_{max} en p_{min}. De punten, die correspondeeren met de standen, waarbij het totale volume ($V = V_w + V_k + V_s$) maximaal resp. minimaal is, liggen op een lijn door de oorsprong. De helling hiervan ten opzichte van de horizontale as is kleiner dan de overeenkomstige helling Θ van de as van de ellips. Hierdoor is de gemiddelde druk tijdens de overgang van V_{min} naar V_{max} grooter dan tijdens de overgang van V_{max} naar V_{min}. Boog e representeert de expansie, boog c de compressie.

heeteluchtmotor steeds voldaan en als gevolg hiervan is de gemiddelde druk bij de overgang van V_{min} naar V_{max} grooter dan bij de overgang van V_{max} naar V_{min}. Hieruit volgt reeds, dat bij een volledige kringloop van de motor positieve arbeid gewonnen wordt.

Het gevonden resultaat kunnen we als volgt weergeven: *Een installatie bestaande uit twee cylinders die in open verbinding met elkaar staan, die ieder afgesloten zijn door een zuiger, terwijl zich tusschen beide een afgesloten hoeveelheid lucht bevindt en waarvan de een op een constante hooge, de andere op een constante lage temperatuur wordt gehouden, werkt als heeteluchtmotor, zoodra we de zuigers sinusvormig laten bewegen met een constant faseverschil, als daarbij de variaties van het volume van de heete cylinder vóór loopen bij die van de koude cylinder.*

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het geleverde vermogen

Wanneer een arbeidsmedium een kringproces doorloopt, dan wordt de geleverde arbeid algemeen gegeven door de uitdrukking:

$$\oint p\,\mathrm{d}V. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Meetkundig kan deze grootheid geïnterpreteerd worden als het oppervlak van de gesloten kromme, die in het p-V-diagram het kringproces representeert.

In ons geval geldt: $V = V_w + V_k + V_s$, en aangezien V_s constant is, kunnen we voor de gevonden uitdrukking ook schrijven

$$\oint p\,\mathrm{d}V_w + \oint p\,\mathrm{d}V_k .$$

Elk van deze integralen kan op dezelfde wijze als het oppervlak van een gesloten kromme in het p-V-diagram opgevat worden. Daartoe moeten we dan in dat diagram niet de met elkaar correspondeerende waarden van p en V uitzetten, maar de waarden van p en V_w resp. van p en V_k.

De beide laatstgenoemde integralen kunnen ook physisch geïnterpreteerd worden, nl. als de arbeid, die door de warme resp. de koude zuiger afzonderlijk wordt verricht.

De formule (3), die het drukverloop weergeeft, in combinatie met de formules (1) en (2) voor de variaties van V_w en V_k, stelt ons nu in staat om de drie p-V diagrammen te construeeren en om de grootte van de per omwenteling geleverde arbeid te berekenen.

De drie p-V-diagrammen zijn in *fig. 4* afgebeeld, voor het geval $V_0 = 2300$ cm³, $v = 1$ en $p_{max} = 40$ kg/cm². Fig. 4*a* stelt het diagram voor de warme zuiger, fig. 4*b* het diagram voor de koude zuiger voor. Fig. 4*c* tenslotte geeft het diagram voor de geheele motor. Uit de omloopszin der diagrammen blijkt, dat in geval *a* positieve arbeid, in geval *b* negatieve arbeid wordt verricht, terwijl die in *c* (die de som is van de arbeidshoeveelheden in *a* en *b*) weer positief is.

Het is uit de gegeven formules gemakkelijk af te leiden, dat het arbeidsoverschot alleen positief is, als de variaties van het volume van de warme ruimte in fase vóór zijn bij die van de koude ruimte. Zouden we dit faseverschil (de grootheid φ in onze berekeningen) nul kiezen, dan zouden de p-V-diagrammen tot stukken van krommen samenschrompelen en dan zou er geen arbeid gewonnen worden. Wordt φ negatief, dan gaat de motor arbeid verbruiken (dit wordt toegepast in de koelmachines, die aan het slot van dit artikel nog ter sprake zullen komen).

Het vermogen N, dwz. de arbeid, die het arbeidsmedium per seconde levert, wordt verkregen door de arbeid per omwenteling te vermenigvuldigen met het aantal omwentelingen per seconde, $\omega/2\pi$:

$$N = \frac{\omega}{2\pi} \oint p\,\mathrm{d}V = \frac{\omega}{2\pi} \oint p\,(\mathrm{d}V_w + \mathrm{d}V_k) .$$

Substitueeren we nu in deze uitdrukking de voor p, V_w en V_k gevonden waarden (gegeven door (1), (2) en (3)), dan komt er na herleiding:

$$N = \frac{\omega}{2} p_{max} V_0 v (1-\tau) \frac{\sin\varphi}{A} \frac{1-\delta}{\delta} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\delta^2}} - 1 \right) \quad \ldots \quad (5)$$

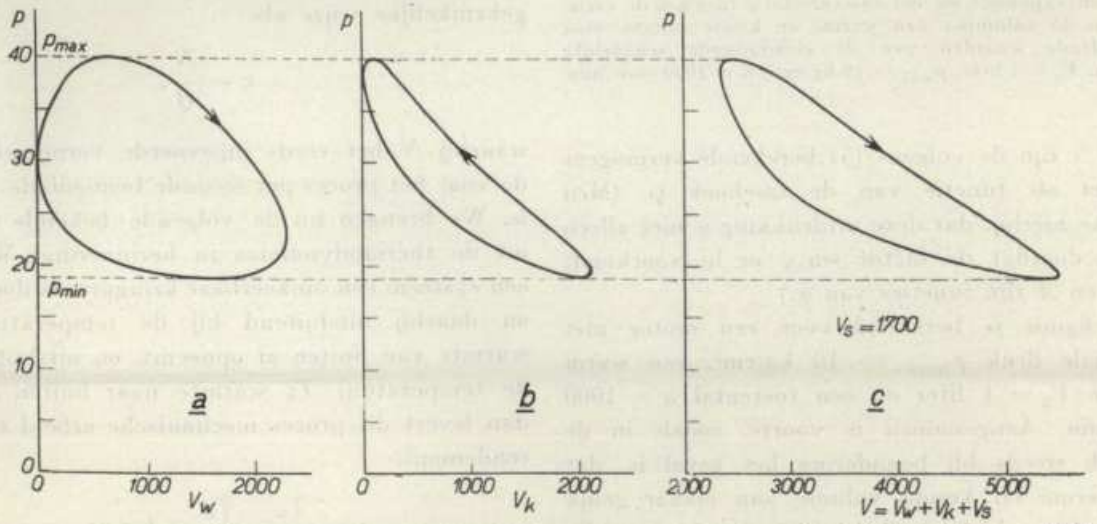


Fig. 4. p-V-diagrammen voor een heeteluchtmotor met twee zuigers, die zich sinusoidaal bewegen met constant faseverschil.
a) Het diagram voor de warme ruimte (volume V_w).
b) Het diagram voor de koude ruimte (volume V_k).
c) Het diagram voor de geheele arbeidsruimte (volume V; schadelijke ruimte V_s).
$(V_w)_{max} = (V_k)_{max} = 2300$ cm³; $p_{max} = 40$ kg/cm², $\varphi = 90°$.
Uit de omloopsrichting der diagrammen blijkt, dat de warme zuiger per omwenteling arbeid levert, dat de koude zuiger in dat tijdsverloop arbeid verbruikt en dat er in totaal per omwenteling een positief arbeidsoverschot is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Als alle grootheden in cgs-eenheden worden uitgedrukt, vinden wij vanzelfsprekend N in erg/sec. Door deeling door $7{,}36 \cdot 10^9$ vinden we N in de meer gebruikelijke eenheid PK.

Het is gebleken, dat de grootheid N, die op de aangegeven wijze berekend is, een goede benadering geeft van het vermogen, dat het heeteluchtproces in werkelijkheid levert. Dit beteekent natuurlijk niet, dat het bedrag N als nuttig vermogen van de motor te voorschijn komt, omdat steeds een niet onaanzienlijk percentage verbruikt wordt in de motor zelf tengevolge van wrijving van de zuigers, het drijfwerk en enkele andere oorzaken. Bij kleine motoren kan dit omstreeks 25% zijn, bij grootere meer-cylinder-motoren is het minder [1]).

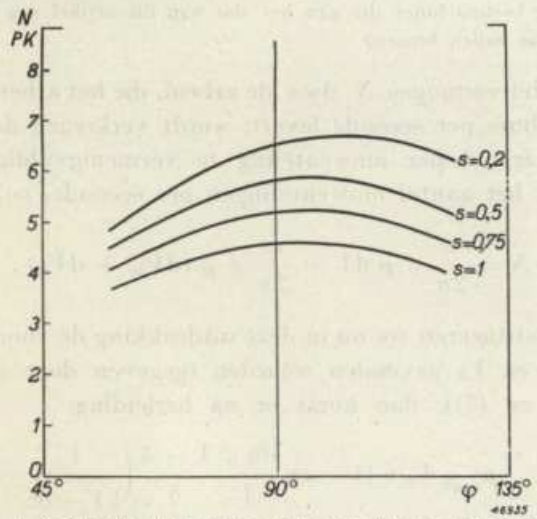


Fig. 5. Verband tusschen het vermogen N van een heeteluchtmotor (berekend in de veronderstelling van isotherme compressie en expansie) en het faseverschil φ tusschen de variaties van de volumina van warme en koude ruimte, voor verschillende waarden van de gereduceerde schadelijke ruimte s. $V_0 = 1$ liter, $p_{max} = 10$ kg/cm², $n = 1000$ omw/min, $v = 1$.

In *fig. 5* zijn de volgens (5) berekende vermogens uitgezet als functie van de fasehoek φ. (Men bedenke hierbij, dat deze uitdrukking φ niet alleen bevat, doordat de factor sin φ er in voorkomt; ook δ en A zijn functies van φ.)

De figuur is berekend voor een motor met maximale druk $p_{max} = 10$ kg/cm², een warm volume $V_0 = 1$ liter en een toerental $n = 1000$ omw/min. Aangenomen is voorts, zooals in de practijk steeds bij benadering het geval is, dat het warme en koude volume aan elkaar gelijk zijn, dus $v = 1$. Aangezien het vermogen evenredig is met p_{max}, V_0 en ω, is de grafiek ook direct bruikbaar voor motoren met andere waarden van deze drie parameters.

Uit de figuur blijkt, dat de gunstigste fasehoek ligt tusschen 90° en 110°, terwijl het van belang is om de gereduceerde schadelijke ruimte niet te groot te kiezen.

De regeling van het afgegeven vermogen

De afgeleide formules stellen ons ook in staat om in te zien, hoe het vermogen der heeteluchtmotoren geregeld kan worden. Bij een motor van gegeven constructie en afmetingen is de maximale druk die optreedt, afhankelijk van de hoeveelheid lucht, die aan het proces deelneemt. Door deze te varieeren, kan dus ook de maximale druk gewijzigd worden. Nu blijkt uit formule (3), dat als p_{max} gewijzigd wordt, de druk p op ieder oogenblik in dezelfde verhouding verandert en dus ook de integraal $\oint p \, dV$ en daarmee het vermogen. Hieruit volgt dus, dat het vermogen van de heeteluchtmotor gevarieerd kan worden, door de hoeveelheid lucht, die aan het proces deelneemt, te wijzigen.

De benoodigde warmte Q en het thermodynamisch rendement

Wij zullen thans overgaan tot de bespreking van het thermodynamisch rendement η van de heeteluchtmotor en daarbij de gelegenheid hebben om wederom op enkele punten te wijzen, die van essentieel belang zijn bij de constructie van een dergelijke motor. Wij definieeren dit rendement op de gebruikelijke wijze als

$$\eta = \frac{N}{Q},$$

waarbij N het reeds ingevoerde vermogen en Q de voor het proces per seconde benoodigde warmte is. We brengen nu de volgende bekende stelling uit de thermodynamica in herinnering: Wanneer een systeem een omkeerbaar kringproces doorloopt, en daarbij uitsluitend bij de temperatuur T_w warmte van buiten af opneemt, en uitsluitend bij de temperatuur T_k warmte naar buiten afstaat, dan levert dit proces mechanische arbeid met een rendement:

$$\eta = \frac{T_w - T_k}{T_w} = 1 - \tau \ldots\ldots \quad (6)$$

Handhaven wij voorloopig de veronderstelling, dat de expansie en de compressie van de lucht isotherm verloopen, dan kunnen wij dus zeggen, dat het rendement van de motor door de bovenstaande formule zou worden weergegeven, zoodra het proces

[1]) Beschouwingen over drukverloop en vermogen analoog aan de hierboven gegevene, treffen wij reeds aan in publicaties van Schmidt van 1862 resp. 1871, die betrekking hebben op de destijds bekende uitvoeringen van het heeteluchtproces.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

omkeerbaar zou verloopen. In de vorm, waarin wij de motor tot nu toe besproken hebben, zal dit echter zeker niet het geval zijn. Wanneer wij, zooals in fig. 1 is ondersteld, de lucht met constant volume (isochoor) van de koude naar de warme ruimte persen (*II-III*) en omgekeerd haar weer terugvoeren (*IV-I*), dan hebben wij te maken met onomkeerbare processen, die met energieverlies gepaard gaan. Als gevolg van deze processen wordt per omwenteling een zekere hoeveelheid warmte van de temperatuur T_w naar T_k overgevoerd, die in het geheel geen arbeidseffect levert. Hierdoor zal de Q grooter zijn dan in het theoretische geval en η overeenkomstig kleiner. Hetgeen wij hier opgemerkt hebben voor het schematische geval van fig. 1, geldt precies zoo voor de dichter bij de practijk staande motor van fig. 2.

Het is echter wel mogelijk de overgangen van de warme naar de koude ruimte en omgekeerd althans theoretisch omkeerbaar te laten verloopen. Daartoe plaatst men tusschen beide ruimten een zg. regenerator, waarin de lucht bij het doorstroomen geleidelijk van de temperatuur T_w naar T_k gaat. Hierdoor wordt bereikt, dat de warmte-uitwisseling steeds plaats vindt tusschen lichamen (nl. de lucht en het betreffende gedeelte van de regenerator) die slechts zeer weinig in temperatuur verschillen. Zoodoende blijft de door de lucht afgestane warmte in de regenerator opgeslagen, en als deze lucht na een halve periode weer terugstroomt, wordt deze warmte weer gebruikt om de lucht op de temperatuur T_w te brengen. Het is tegenwoordig mogelijk om regeneratoren te construeeren, die rendementen van 95% en meer bezitten. Hierbij wordt onder rendement verstaan het percentage van de in de toestroomende lucht aanwezige warmtehoeveelheid, dat in de regenerator wordt opgeslagen en aan deze lucht bij het terugstroomen weer wordt afgestaan. Het niet opgeslagen deel der warmte is door de koeler afgevoerd en is dus voor het kringproces verloren gegaan.

Wanneer we ons nu voorstellen, dat de gebezigde regenerator ideaal is, en als we bovendien de stroomingsweerstanden verwaarloozen, dan kunnen we zeggen, dat het toegepaste kringproces reversibel verloopt. In dat geval wordt het rendement dus ook door de uitdrukking (6) gegeven.

Het is interessant om op te merken, dat het besproken proces, dat duidelijk van het Carnot-proces afwijkt, niettemin hetzelfde rendement heeft. Verder wijzen we erop, dat de grootte der schadelijke ruimte niet van invloed op het rendement is.

Met behulp van de voor η gevonden waarde vindt men voor de aan het werkend medium per sec toe te voeren warmte:

$$Q = \frac{N}{1-\tau}.$$

De af te voeren warmte is gelijk aan:

$$Q - N = \tau Q = \frac{\tau N}{1-\tau}.$$

Dit is het theoretisch laagst mogelijke bedrag. Als het proces niet omkeerbaar is, wordt de af te voeren warmte grooter en de mechanische arbeid en daarmee het rendement kleiner.

We hebben er reeds op gewezen, dat het rendement van de motor belangrijk lager zal zijn dan het rendement van het in de motor verloopende proces. Immers van het vermogen N, dat het proces levert, verbruikt de motor zelf een merkbaar percentage vanwege de mechanische wrijvingen, terwijl bovendien het toevoeren van warmte steeds zekere verliezen met zich meebrengt.

Het inwendige proces echter voldoet ook bij de practisch uitgevoerde motoren behoorlijk aan $\eta = 1-\tau$, zoodat het inwendige rendement slechts te beïnvloeden is door de keuze van de temperatuur van de warme en de koude ruimte. Het is voor het verkrijgen van een hoog inwendig rendement van belang, dat T_w zoo hoog en T_k zoo laag mogelijk gekozen worden. Om practische redenen gaat men intusschen niet hooger dan $T_w = 900$ à 1000 °K. T_k is gewoonlijk omstreeks 300 à 350 °K. Aangezien in de uitdrukking voor het rendement de druk niet voorkomt, kan de druk onafhankelijk hiervan worden gekozen, uitsluitend in verband met de afmetingen van de motor en de materiaaleigenschappen.

Tot nu toe hebben wij uitdrukkelijk ondersteld, dat de lucht in de warme ruimte steeds de temperatuur T_w en in de koude ruimte steeds de temperatuur T_k heeft. Om dit zoo goed mogelijk te bereiken, is het niet voldoende om de wanden van de beide ruimten op de aangegeven temperaturen te houden. De warmte-overdracht van de wand naar de lucht is daartoe niet voldoende. Een goed werkende heeteluchtmotor moet daartoe voorzien zijn van een speciaal geconstrueerde verhitter en een dito koeler. (Bij de constructie dient men eenerzijds te zorgen voor een goede en snelle warmte-overdracht aan de lucht, anderzijds mag de stroomingsweerstand niet te groot worden, daar dit ten koste van het vermogen gaat.) Deze worden tusschen warme ruimte en regenerator resp. koude ruimte en regenerator geplaatst (vgl. ook fig. 2) en hun constructie, waarop in een volgend artikel nader zal worden ingegaan, is zoodanig, dat

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de lucht na er doorheen gestroomd te zijn volledig de temperatuur T_w resp. T_k heeft aangenomen. Door deze inrichting is dus gegarandeerd, dat de lucht steeds met de temperatuur T_w de warme ruimte en met de temperatuur T_k de koude ruimte binnenstroomt.

Hiermee is echter nog niet bereikt, dat deze lucht ook voortdurend op deze temperaturen blijft. Bezien wij daartoe bijv. eens de expansie in de warme ruimte. Bij een snelloopende motor vindt deze in een fractie van een seconde plaats. Daardoor zullen de deelen van de lucht, die op eenige afstand van de wand gelegen waren, de benoodigde warmte niet snel genoeg toegevoerd krijgen en derhalve in temperatuur dalen. (Men denke zich hierbij bijv., dat de verhitter als een ring de warme ruimte omgeeft, zoodat ook door de wand van de warme ruimte warmte aan het arbeidsmedium kan worden toegevoerd.) Zij zullen niet isotherm, maar bij benadering adiabatisch expandeeren. Iets dergelijks geldt ook voor de compressie in de koude ruimte, de lucht zal daar een temperatuur aannemen, die hooger is dan T_k. Deze adiabatische processen beteekenen, dat het proces niet langer omkeerbaar is. Immers aan het eind van de expansie heeft de lucht in de warme ruimte een gemiddelde temperatuur, die lager is dan T_w. Als deze lucht de warme ruimte weer verlaat, dan passeert ze de verhitter, die de temperatuur T_w heeft. Ze doorloopt dan dus een eindige temperatuursprong. Voor de koude ruimte geldt mutatis mutandis hetzelfde.

De afwijking van de omkeerbaarheid heeft tengevolge, dat het werkelijke rendement niet langer gelijk is aan het theoretische rendement, dat door vergelijking (6) is gegeven. Het effect is echter niet heel groot (van de orde van 10%) en wel om twee redenen. In de eerste plaats wordt de temperatuurdaling, die een gevolg is van de adiabatische expansie, gedeeltelijk gecompenseerd, doordat tijdens de geheele expansie nog lucht van de temperatuur T_w uit de verhitter in de warme ruimte stroomt. Weliswaar is deze menging van lucht van de temperatuur T_w met lucht, die gemiddeld een lagere temperatuur heeft, zelf ook een onomkeerbaar proces, het verlaagt niettemin de grootte van het effect, omdat dit geheel door de optredende temperatuurdaling bepaald wordt. (Ook hier geldt voor de koude ruimte een geheel analoge redeneering.)

De tweede reden, dat het effect gering is, is gelegen in de betrekkelijk lage expansieverhouding ($p_{max} : p_{min}$), die bij de heeteluchtmotoren wordt toegepast. Deze is tusschen 2 en 2,5 gelegen.

Op de kwantitatieve bepaling van het effect, die tot tamelijk gecompliceerde berekeningen aanleiding geeft, gaan wij hier niet in.

Wij besluiten deze beschouwingen met een korte samenvatting van wat er, energetisch gezien, in de motor geschiedt. Gemakshalve onderstellen wij daarbij wederom, dat in de warme ruimte voortdurend de temperatuur T_w en in de koude ruimte steeds de temperatuur T_k heerscht. Voor de isotherme expansie van de heete lucht is warmte noodig en deze wordt aan de verhitter onttrokken. In de regenerator wordt de lucht afgekoeld, doch deze warmte wordt opgeslagen en later weer gebruikt voor de verhitting van de lucht. Zij kan daarom voor de energiebalans buiten beschouwing blijven. Bij de expansie is alle opgenomen warmte in mechanische energie omgezet. Bij de compressie wordt hiervan een deel gebruikt en wederom omgezet in warmte, die in de koeler wordt afgestaan. Het netto resultaat van alle veranderingen is, dat voortdurend in de verhitter warmte door het arbeidsmedium wordt opgenomen, die gedeeltelijk in mechanische arbeid wordt omgezet en gedeeltelijk aan de koeler wordt afgestaan.

Het heeteluchtproces toegepast in een koelmachine

Zooals wij reeds eerder hebben opgemerkt, kan de richting van het heeteluchtproces omgekeerd worden. Dit beteekent, dat we het ook zoodanig kunnen laten verloopen, dat onder toevoering van een zeker mechanisch vermogen $N = (1-\tau)\ Q$, per sec een hoeveelheid warmte τQ aan een reservoir met lage temperatuur T_k wordt onttrokken en een hoeveelheid warmte Q aan een reservoir met hooge temperatuur T_w wordt afgegeven. Men kan deze omkeering tot stand brengen door het reeds eerder besproken faseverschil φ negatief te kiezen. Dan wordt niet alleen arbeid opgenomen, zooals wij reeds eerder opmerkten, maar ook de warmtestroom keert van richting om, dwz. er wordt nu warmte aan de koude ruimte onttrokken en deze wordt aan de warme ruimte afgestaan. Dit geschiedt met hetzelfde hooge rendement, dat ook het heeteluchtproces als motor kenmerkt. Het is duidelijk, dat het heeteluchtproces op deze wijze als koelmachine optreedt. In de practijk is gebleken, dat dit ook zeer goed te verwezenlijken is. Wanneer de met verhitter, regenerator en koeler correspondeerende elementen op de juiste wijze worden gedimensionneerd, kunnen zeer goed werkende koelmachines verkregen worden. Bij een proef, waarbij waterstof als arbeidsmedium werd gebezigd, werd in één trap een temperatuur van 80 °K bereikt!

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET OPWEKKEN VAN DE DRAAGGOLVEN IN EEN INSTALLATIE VOOR DRAAGGOLFTELEFONIE

door D. GOEDHART en G. HEPP. 621.395.44

In een installatie voor draaggolftelefonie moeten aan een aantal apparaten in de verschillende gesprekskanalen wisselspanningen worden toegevoerd met frequenties, die geheele veelvouden zijn van 4 kper/sec. De eischen, die aan deze „draaggolf"-spanningen worden gesteld, wat betreft de constantheid van frequentie en amplitude, de vervormingsvrijheid, enz., worden in dit artikel toegelicht. Zoo mogen bijv. de draaggolffrequenties voor eenzelfde kanaal in zend- en ontvangstation hoogstens ongeveer 1 per/sec verschillen. Alle draaggolven kunnen tegelijk worden opgewekt door middel van een schakeling die een sterk vervormde wisselspanning, bijv. een periodieke impuls levert met een grondfrequentie van 4 kper/sec. Deze spanning bevat nl. ook alle harmonischen van 4 kper/sec, zoodat de gewenschte draaggolven door een stel filters kunnen worden uitgezeefd. De grondfrequentie van de impulsgenerator wordt door een „hoofdoscillator" constant gehouden, terwijl de gelijkheid der grondfrequenties in zend- en ontvangstation door het synchroniseeren der beide hoofdoscillatoren met een overgeseind synchronisatiesignaal wordt gewaarborgd. Bij het bespreken van een indertijd door Philips ontwikkelde draaggolfvoedingsapparatuur wordt nader ingegaan op de schakeling van de impulsgenerator, op de keuze van de impulsbreedte, op het vermijden van frequentiedeeling in de impulsgenerator en op de wijze van aansluiten van de reeks draaggolffilters op de impulsgenerator.

Bij de normale telefonie op lange afstand worden de microfoon-wisselstroomen, die de in de spraak voorkomende frequenties van ongeveer 100 tot 4000 per/sec bevatten, na versterking rechtstreeks over een aderpaar van de kabel tusschen zend- en ontvangstation gezonden.

Bij draaggolftelefonie worden de laagfrequente spraaktrillingen eerst in het zendstation op een draaggolf van hoogere frequentie gemoduleerd, op soortgelijke wijze als uit de radiotechniek bekend is. Door gebruik van een reeks draaggolven met verschillende frequentie, die ieder een gesprek „dragen" (een gespreks-„kanaal" leveren), kunnen dan op elk aderpaar een groot aantal gesprekken gelijktijdig worden overgebracht. Men heeft aldus systemen met bijv. 4, 12 of nog meer draaggolven (kanalen) uitgewerkt. Een vroeger door Philips ontwikkeld systeem werkt met 17 kanalen. Ten opzichte van de normale telefonie biedt de draaggolftelefonie het voordeel, dat men voor een gegeven aantal gelijktijdig te voeren gesprekken met veel minder aderparen kan volstaan. Men verkrijgt dus, zij het ten koste van een ingewikkelder apparatuur in de eindstations, een aanzienlijke koperbesparing in de kabels.

In dit tijdschrift zijn in de jaren 1940-1942 de grondslagen der draaggolftelefonie en enkele onderdeelen der hiervoor gebruikte apparatuur min of meer uitvoerig behandeld [1]). Nog niet besproken werd toen o.a. de wijze, waarop de benoodigde draaggolven worden opgewekt. Dit vormt het onderwerp van het onderhavige artikel. In eenige artikelen, die in de volgende afleveringen van dit tijdschrift zullen verschijnen, zullen dan nog enkele andere bestanddeelen van een draaggolftelefonie-installatie worden behandeld. Wat de te bespreken uitvoeringsvoorbeelden betreft, zullen we ons daarbij beperken tot de vroeger ontwikkelde apparatuur, waarop ook de aangehaalde artikelen [1]) betrekking hebben (17-kanalen-systeem met zg. enkele modulatie). Het is echter gewenscht, er hier reeds op te wijzen, dat het ontwikkelingswerk op het gebied der draaggolftelefonie in het Philips laboratorium gedurende de afgeloopen jaren belangrijke voortgang heeft gevonden. Hierbij is men gekomen tot systemen voor groote aantallen kanalen, die zoowel wat de principieele opbouw als wat de practische uitvoering betreft, sterk afwijken van de tot dusver beschouwde systemen. Op deze nieuwe ontwikkeling, die vooral mogelijk is gemaakt door de inmiddels aanzienlijk verbeterde materialen en onderdeelen, zal na het beeindigen der onderhavige serie in een nieuwe reeks artikelen worden ingegaan.

Voor een beter begrip is het gewenscht, de belangrijkste bijzonderheden van een draaggolftelefonie-installatie nog eens op te halen. Hiertoe zijn in *fig. 1* de voornaamste onderdeelen van de apparatuur voor twee kanalen tusschen de stations A en B aangegeven. De van een abonné A_1 in station A aankomende microfoonstroomen met frequenties q worden over een laag doorlatend filter (*LFZ*), dat globaal gesproken de taak heeft, de frequenties boven ca 3400 per/sec te onderdrukken, naar de modulator (*Mod*) geleid, waaraan tevens een wisselspanning met hoogere frequentie p_1 (de

[1]) Zie o.a. Philips techn. T. **6**, 329, 1941 (grondslagen); **7**, 83, 1941 (modulatoren); **7**, 104, 1942 (filters); **7**, 184, 1942 (egalisatie).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

draaggolf) wordt toegevoerd. De modulator levert dan een uitgangsspanning, die o.a. de „zijbanden" p_1+q en p_1-q van de draaggolf bevat. Achter de modulator is een bandfilter (*BFZ*) geschakeld, waarvan de demping als functie van de frequentie een zoodanig verloop heeft, dat practisch alleen één zijband wordt doorgelaten, dus p_1+q, wanneer men de bovenste zijband wil gebruiken. De zoo

De microfoonstroomen van B_1 worden op geheel analoge wijze over een ander aderpaar naar A_1 overgebracht.

Zooals we zien, moet men op de beide stations over een serie wisselspanningen met frequenties p_1, p_2, p_3, ... beschikken voor het voeden van modulatoren en demodulatoren. De apparatuur, die voor het opwekken van deze draaggolfspanningen

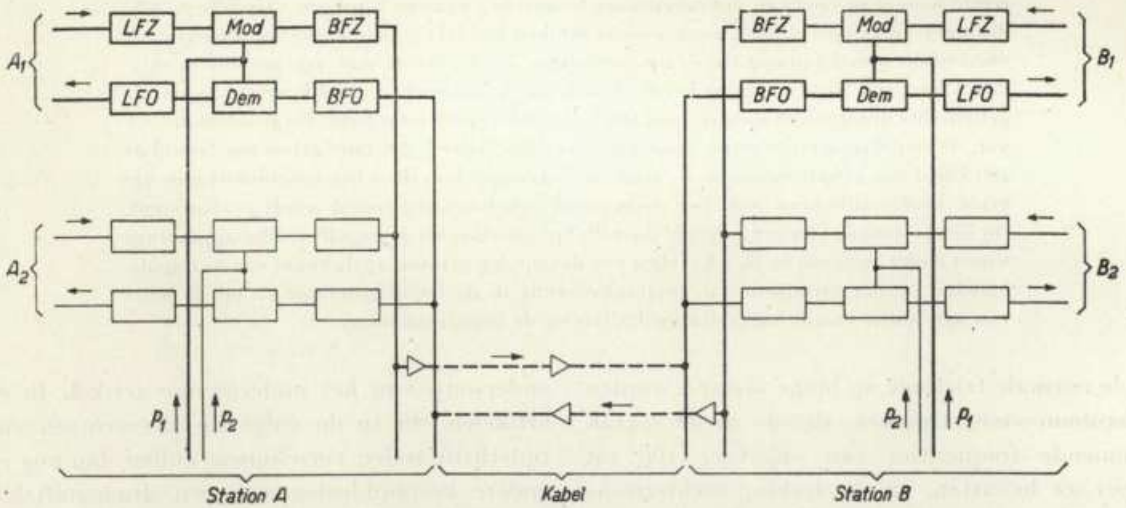


Fig. 1. Schema van een draaggolftelefonieverbinding tusschen twee stations A en B, geteekend voor twee kanalen. De onderdeelen van één kanaal (met de draaggolf p_1), waarin een gesprek tusschen de abonné's A_1 en B_1 plaats vindt, zijn dik geteekend. *LFZ* laag doorlatend zendfilter, *Mod* modulator, *BFZ* zendbandfilter, *BFO* ontvangbandfilter, *Dem* demodulator, *LFO* laag doorlatend ontvangfilter. Bij $p_1, p_2, \ldots$ worden de draaggolven voor de diverse kanalen toegevoerd.

verkregen wisselspanning, die alleen componenten binnen de frequentieband p_1+q (van ca p_1+300 tot ca p_1+3400 per/sec) bevat, wordt tezamengevoegd met de op overeenkomstige wijze verkregen spanningen in de frequentiebanden $p_2+q, p_3+q, \ldots$ van gesprekken van andere abonné's, en na versterking op een aderpaar van de kabel gezet. Aan het andere einde van de kabel, in het station B, is op hetzelfde aderpaar een reeks parallelgeschakelde bandfilters (*BFO*) aangesloten, waarvan ieder slechts één der frequentiebanden p_1+q, p_2+q, p_3+q, ... doorlaat. Aldus worden de verschillende gesprekken weer gescheiden. De door het bijbehoorende bandfilter doorgelaten spanningen p_1+q van het gesprek van abonné A_1 komen nu op een demodulator (*Dem*). Dit apparaat is identiek met de modulator aan de zendzijde, en evenals aan deze wordt ook daaraan weer de draaggolf p_1 toegevoerd. Hierdoor ontstaat aan de uitgang van de demodulator o.a. een spanning met de frequenties $|p_1-(p_1+q)|=q$, dat zijn dus de oorspronkelijke laagfrequente spraaktrillingen. Deze worden in een laatste, laag doorlatend filter (*LFO*) gezuiverd van nog aanwezige ongewenschte frequenties en tenslotte aan den luisterenden abonné B_1 toegevoerd.

dient, moet in hoofdzaak aan de volgende eischen voldoen:

1) De frequenties der draaggolven moeten op zend- en ontvangstation nauwkeurig gelijk en in hooge mate constant zijn.
2) De draaggolfspanningen moeten vrij zijn van harmonische en andere ongewenschte componenten.
3) De beschikbare energie moet voldoende zijn voor het voeden van de talrijke modulatoren, demodulatoren en eventueel nog andere apparaten [2]), die zich in het station kunnen bevinden.
4) De amplitude der draaggolven mag niet al te veel met de tijd varieeren.
5) De apparatuur moet een zoo groot mogelijke bedrijfszekerheid bezitten.

We zullen in hetgeen volgt, deze eischen nader toelichten en uiteenzetten, op welke wijze er in de practijk aan wordt voldaan. Daarna zullen nog de meest belangwekkende gedeelten van een door Philips uitgevoerde apparatuur worden besproken.

---

[2]) Bijv. kan de draaggolfspanning in elk kanaal ook voor het signaleeren worden gebruikt, d.i. het overbrengen van de kiessignalen, welke de aansluiting met den gewenschten abonné bewerkstelligen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Stabiliteit der draaggolffrequenties

Gestelde eischen

Waarom de draaggolffrequenties aan zend- en ontvangzijde zeer nauwkeurig gelijk moeten zijn, is gemakkelijk in te zien. Stel, dat een gesprek (frequenties q) in station A op een draaggolf p_1 wordt gemoduleerd, in station B echter met een eenigszins afwijkende draaggolffrequentie $p_1 - \Delta p$ gedemoduleerd. In plaats van een oorspronkelijke frequentie q wordt dan aan de ontvangzijde de frequentie $q + \Delta p$ verkregen: alle frequenties q van het spraakspectrum worden met eenzelfde bedrag Δp opgeschoven. Met dit opschuiven van het spectrum gaat voor ons oor een klankverandering gepaard, die bij spraak in eerste instantie een verandering en onherkenbaar worden van de individueele stem tengevolge heeft, bij grootere verschuivingen zelfs een onverstaanbaar worden van de spraak. Proeven hebben aangetoond, dat met het oog hierop een verschuiving van 10 per/sec reeds ontoelaatbaar te achten is. Nog aanzienlijk gevoeliger voor een frequentieverschuiving is muziek: deze verliest haar harmonisch karakter, wordt dissonant [3]), en reeds een frequentieverschuiving van minder dan één per/sec kan hierbij hinderlijk zijn! Aangezien bij draaggolftelefonie-installaties inderdaad ook vaak met muziekoverdracht rekening wordt gehouden, bijv. voor de verbinding van een omroepstudio met een concertzaal of met radiodistributiecentrales —hiervoor worden dan kanalen met twee of drie maal zoo breede frequentieband gereserveerd, — is het genoemde verschil van ongeveer 1 per/sec derhalve het hoogste toelaatbare verschil tusschen de draaggolven in twee stations.

Deze nauwkeurigheid wordt zoowel bij de laagste als bij de hoogste gebruikte draaggolffrequenties geeischt. De noodige relatieve nauwkeurigheid is dus bij de hoogste draaggolven het grootst; bijv. bedraagt zij bij een draaggolf van 68 kper/sec rond 10^{-3} %. Om aan te voelen wat dit beteekent, stelle men zich voor, dat deze wisselspanning in de beide stations voor het aandrijven van electrische klokken zou worden gebruikt; de beide klokken zouden dan per dag niet meer dan ongeveer één seconde van elkaar mogen afwijken.

Methode van opwekken van de draaggolven

Hoe gaat men nu te werk om deze overeenstemming der draaggolffrequenties in twee stations te waarborgen? Het zou technisch wel mogelijk zijn, voor het opwekken van elke draaggolf een oscillator te gebruiken, welks frequentie door een geschikte constructie (o.a. het in een thermostaat plaatsen van het frequentiebepalende element) in hooge mate constant gehouden wordt. Men zou dan kunnen volstaan met op regelmatige tijden deze oscillatoren met behulp van een soort „stemvork" te controleeren en bij te regelen. Bij een groot aantal kanalen wordt dit echter spoedig te omslachtig, zoodat men naar andere methoden heeft gezocht.

Volgens aanbeveling van het C.C.I.F. (Comité consultatif international de téléphonie) dienen voor de draaggolffrequenties geheele veelvouden van 4 kper/sec te worden gekozen. Zoo zijn bijv. bij het genoemde 17-kanalen-systeem voor de draaggolven de eerste 17 harmonischen van 4 kper/sec genomen: 4, 8, 12, . . . 60, 64, 68 kper/sec. Daar nu een sterk vervormde wisselspanning met grondfrequentie 4 kper/sec in het algemeen ook alle harmonischen hiervan bevat, ligt het voor de hand, in elk station de genoemde draaggolven allen tegelijk op te wekken, door één dergelijke sterk vervormde wisselspanning voort te brengen en daarna de componenten door filters van elkaar te scheiden. Men behoeft dan, om constante draaggolffrequenties te verkrijgen, alleen de grondfrequentie van de samengestelde wisselspanning voldoende nauwkeurig constant te houden. Ook dit kan men zich echter nog besparen, daar het feitelijk in eerste instantie niet er om gaat, de draaggolffrequenties volmaakt constant te houden, als zij maar in zend- en ontvangstation gelijk zijn. Zorgt men nu door het overseinen van een geschikt synchronisatiesignaal, dat de grondfrequentie der vervormde wisselspanning in beide stations exact dezelfde is, dan zijn daarmede alle draaggolven der beide stations vanzelf twee aan twee gelijk.

Op het apparaat, waarmee de genoemde wisselspanning met alle harmonischen wordt opgewekt, zullen we hieronder nog nader ingaan. Hier vermelden we alleen, dat deze generator van harmonischen door een nauwkeurig op 4 kper/sec afgestemde „hoofd-" of „stam"-oscillator in de juiste grondfrequentie wordt gehouden en dat hieruit tevens het signaal wordt afgeleid, dat over de kabel wordt gezonden om de overeenkomstige hoofdoscillator in het andere station te synchroniseeren. Als synchronisatiesignaal wordt niet de wisselspanning van 4 kper/sec zelf gebruikt, en ook niet een met één der andere draaggolven samenvallende harmonische hiervan. Dit zou nl. wegens de modulatie dezer draaggolven met spraak

[3]) Men kan het zoo uitdrukken, dat ons oor niet een arithmetische, maar een logarithmische toonhoogtegewaarwording heeft. Bij het transponeeren van een muziekstuk moeten daarom alle frequenties niet met eenzelfde bedrag verschoven, doch met eenzelfde factor vermenigvuldigd worden. Proeven over het effect van frequentieverschuivingen zijn bijv. beschreven bij: J. F. Schouten, De toonhoogtegewaarwording, Philips techn. T. 5, 298, 1940.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tot storingen leiden. Veeleer gebruikt men een ongemoduleerde harmonische van 4 kper/sec, hooger dan de hoogste in de installatie toegepaste draaggolf.

Samenvattend kunnen we de geschetste methode voor het opwekken der draaggolven in een schema als in *fig. 2* voorstellen.

Is door synchronisatie van de hoofdoscillatoren de onderlinge gelijkheid der draaggolven in twee stations gewaarborgd, dan is op zichzelf een verloopen van de grondfrequentie niet hinderlijk [4]). Toch wenscht men ook voor het geval, dat de synchronisatie eens uitvalt, voldoende veilig te gaan om althans spraak verstaanbaar te kunnen overbrengen. Daarom worden nog maatregelen genomen om de frequentie van de hoofdoscillator in elk station goed constant te houden (zie de thermo-

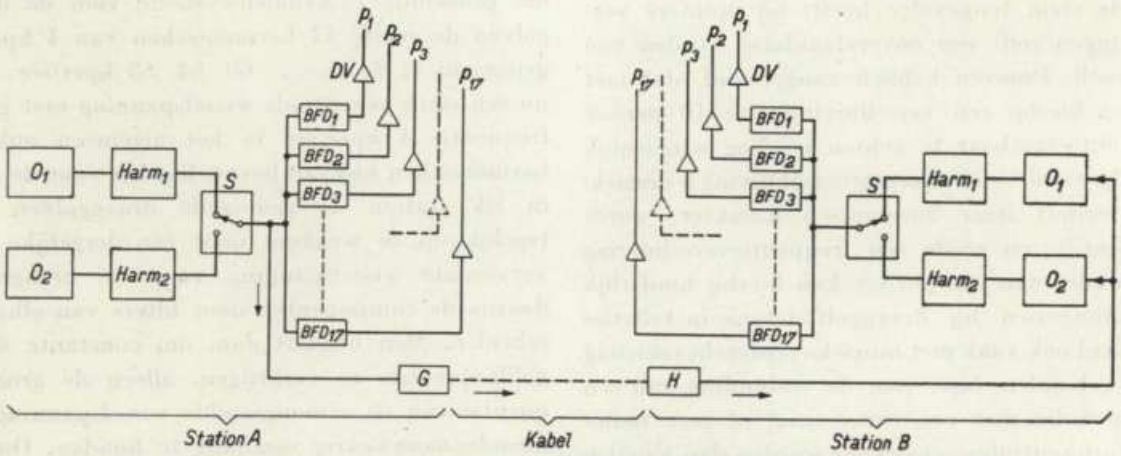


Fig. 2. Schema van een draaggolfvoedingsapparatuur, bijv. voor 17 kanalen, in zend- en ontvangstation. O_1 hoofdoscillator, met reserve-oscillator O_2, beiden afgestemd op 4 kper/sec; $Harm_1$ generator van harmonischen, met reserve-generator $Harm_2$; $BFD_{1\text{-}17}$ draaggolffilters, DV draaggolfversterkers; S automatische omschakelapparatuur; G filter voor het synchronisatiesignaal, welks frequentie boven de hoogste gebruikte draaggolffrequentie ligt; H apparaat, waarmee uit de frequentie van het synchronisatiesignaal weer een frequentie van 4 kper/sec wordt afgeleid, die aan de oscillatoren O_1 en O_2 wordt toegevoerd.

staten in fig. 9), en deze wordt geregeld gecontroleerd en bijgesteld, zoodat ook zonder synchronisatie zelfs de hoogste draaggolf in elk station nooit meer dan enkele per/sec kan verschuiven.

Zuiverheid der draaggolffrequenties

Door verschillende oorzaken zal de draaggolfspanning met frequentie p niet geheel zuiver sinusvormig zijn. Ten eerste laten de draaggolffilters, die de verschillende draaggolven moeten uitzeven (*BFD* in fig. 2), behalve hun „eigen" draaggolf ook in zeer geringe mate de naburige draaggolven $p-4$ en $p+4$ en verder afgelegene door. Ten tweede wordt in groote stations, waarvan vele aderparen, ieder met een volledig draaggolfsysteem, uitgaan, elke draaggolfspanning p na het uitzeven eerst aan een versterker toegevoerd, die het vereischte vermogen voor al de modulatoren, demodulatoren enz. van de met p werkende kanalen kan leveren. In deze versterker kan in meerdere of mindere mate distorsie optreden, waardoor in de uitgangsspanning behalve p ook de harmonischen $2p$, $3p$, enz. aanwezig zijn. Tenslotte is er het feit, dat alle draaggolffilters, -versterkers, enz. in eenzelfde rek worden gemonteerd, zoodat door een ongewenschte koppeling in de apparatuur, op de leiding voor de draaggolf p ook één of meer andere aanwezige draaggolven kunnen worden geïnduceerd.

Een dergelijke „verontreiniging" der draaggolven kan aanleiding geven tot zeer ongewenschte storingen. Komt op een modulator naast de bedoelde draaggolf p ook een zwakke onbedoelde spanning met frequentie P, dan zullen bij modulatie met de spraakfrequentie q behalve de gewenschte zijband $p+q$ o.a. ook de banden $P+q$ en $P-q$ ontstaan. Is P de naburige draaggolf $p+4$, dan wordt $P+q=p+4+q$ door het zendbandfilter onderdrukt, $P-q=p+4-q$ echter valt in hetzelfde frequentiegebied als $p+q$. Dit modulatieproduct wordt dus op normale wijze door het zend- en ontvangbandfilter van het kanaal doorgelaten en levert aan de ontvangzijde na demodulatie met de draaggolf p een frequentie $4-q$. Alle gesprksfrequenties q van het kanaal worden dus in hetzelfde kanaal nog eens met „inversie", als $4-q$, overgebracht, hetgeen in een onverstaanbaar storend geruisch resulteert.

[4]) Er geldt nog de voorwaarde, dat het frequentiespectrum niet teveel mag verschuiven ten opzichte van de frequentiekarakteristiek der bandfilters, daar anders de hoogste of de laagste frequenties sterker gedempt worden dan toelaatbaar. Maar de tolerantie hierbij (ca 30 per/sec verschuiving) is nog veel grooter dan de practisch toegepaste, die zoo dadelijk zal worden toegelicht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij sommige systemen kan ook een storing optreden, wanneer P een verder van p afgelegen draaggolf is, nl. indien de zendbandfilters van het systeem alleen onmiddellijk aan weerskanten van hun doorlaatgebied een groote demping leveren en op grootere frequentie-afstand slechts een geringere demping [5]). In dat geval zullen de modulatieproducten $P + q$ en $P—q$ betrekkelijk weinig verzwakt op de kabel komen. Deze frequenties worden nu aan de ontvangzijde door de ontvangbandfilters der kanalen met draaggolf P resp. $P—4$ op normale wijze doorgelaten en leveren hier na demodulatie de oorsponkelijke, bij het kanaal p behoorende spraakfrequentie q resp. de geïnverteerde spraakfrequentie $4—q$. Terwijl de laatstgenoemde, in het kanaal $P—4$, weer in een onverstaanbaar, storend geruisch resulteert (onverstaanbaar overspreken), leidt het optreden van q in het kanaal P, naast de frequenties Q van het bij P behoorende gesprek, tot een verstaanbare weergave van het voor het kanaal p bedoelde gesprek. Dit „verstaanbare overspreken" is nog erger dan het onverstaanbare, daar het niet alleen een storing van het gesprek in kanaal P veroorzaakt, maar ook de vereischte geheimhouding der telefoongesprekken in gevaar brengt.

Uit de practijk is gebleken, dat al deze storende effecten voldoende beperkt worden, wanneer men zorgt, dat de bijmengsels bij elke draaggolf minstens 60 db beneden het niveau der draaggolf zelf liggen. Dit wordt verkregen door het gebruik van voldoende scherp afsnijdende draaggolffilters, door deugdelijke afscherming der onderdeelen in het draaggolfvoedingsrek en door gebruik van draaggolfversterkers met uiterst geringe distorsie. Hiervoor worden versterkers met een sterke tegenkoppeling toegepast.

Constante amplitude

Verandert de amplitude der draaggolfspanning op een modulator, dan zal, als de moduleerende spanning klein is ten opzichte van de draaggolfspanning, de verkregen gemoduleerde spanning slechts weinig (in eerste benadering zelfs in het geheel niet) in sterkte varieeren. De schommelingen, die normaal in de draaggolfamplitude optreden als gevolg van variaties van net- of batterijspanningen of van het ouder worden van buizen, kunnen derhalve zonder bezwaar worden getolereerd, zoolang zij een waarde van bijv. 10% niet te boven gaan. De invloed die de draaggolfamplitude ondervindt van een variatie der belasting, die op de draaggolfvoedingsapparatuur wordt aangesloten — bijv. wanneer 's nachts minder kanalen in bedrijf worden gehouden dan overdag —, kan men voldoende beperken door de inwendige impedantie van de uitgangen der draaggolfvoedingsapparatuur klein te houden.

Bedrijfszekerheid

Ernstige overweging vereischt de mogelijkheid, dat een draaggolfspanning, of zelfs de geheele draaggolfvoeding, door een storing zou uitvallen. Valt één draaggolf weg, dan treedt alleen het hiermee werkende kanaal (of kanalen) buiten werking. Men zal zorg dragen, dat dan door een alarminstallatie het bedienend personeel onmiddellijk wordt gewaarschuwd om de fout te verhelpen. Valt echter de geheele draaggolfvoeding weg, dan stagneert het verkeer op alle kanalen van alle aderparen. Voor zulk een calamiteit wenscht men niet te volstaan met een alarmeering van het personeel, maar men past, afgezien van alle voorzorgen die men neemt om de kans op een dergelijke storing zeer klein te maken, speciale schakelingen toe, waardoor bij een defect raken van een vitaal apparaat automatisch en zonder eenige onderbreking op een reserve-apparaat wordt overgeschakeld. Dit geldt in hoofdzaak voor de hoofdoscillator en de generator van harmonischen in de hierboven geschetste apparatuur (fig. 2). Als verdere reserve heeft men hierin alleen nog één reserve-versterker voor alle draaggolfversterkers noodig. Dat men zoo weinig reserve-apparatuur noodig heeft, is een bijkomstig voordeel van de gekozen methode van gezamenlijke opwekking der draaggolven, boven het gebruik van afzonderlijke oscillatoren, waarbij men immers voor elke draaggolf een afzonderlijke reserve-oscillator er op na zou moeten houden.

Een practisch uitgevoerde apparatuur

Bij de nadere bespreking van een uitgevoerde apparatuur voor draaggolfvoeding willen wij ons in hoofdzaak beperken tot de meest essentieele punten er van, nl. de generator van harmonischen en de filters.

Keuze der op te wekken spanningsvorm

Er bestaan alle mogelijke soorten vervormde wisselspanningen, die alle harmonischen van de grondfrequentie bevatten. De keuze van de spanningsvorm, die men wil opwekken, wordt echter beperkt door de wensch, dat de diverse harmonischen niet teveel in amplitude moeten verschillen.

[5]) De in deze frequentiegebieden noodige demping in het kanaal p wordt dan door het laag doorlatend filter *LFO* geleverd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Heeft nl. één der harmonischen een veel sterkere buurman, dan is voor die harmonische een zeer samengesteld en kostbaar filter noodig om de buurman voldoende te onderdrukken. Dit geldt vooral voor de hoogste harmonischen, waar de buurfrequenties relatief het dichtst bij elkaar komen.

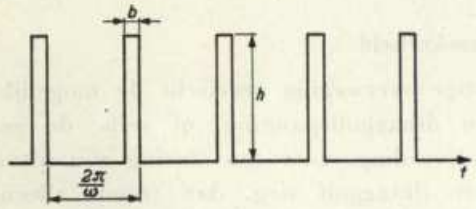


Fig. 3. Periodieke impuls, uit welks harmonischen de gewenschte draaggolffrequenties kunnen worden uitgezeefd. Hij wordt gekenmerkt door de periode $(2\pi/\omega)$, de impulsbreedte b en de impulshoogte h.

Een zeer geschikte spanningsvorm is dan de periodieke impuls, zie *fig. 3*. Is deze zeer smal, dan bevat hij alle harmonischen practisch even sterk, of beter gezegd even zwak, want het vermogen is bij zeer kort durende impulsen natuurlijk ook maar gering. Bij grootere impulsbreedte neemt de amplitude althans van de lagere harmonischen evenredig toe, tevens echter vertoont de amplitude met toenemend rangnummer der harmonischen een steeds meer uitgesproken daling [6]). Kijkt men speciaal naar de hoogste als draaggolf te gebruiken harmonische, dan ziet men, dat deze onder de genoemde twee tegenstrijdige invloeden met toenemende impulsbreedte aanvankelijk sterker en daarna weer zwakker zal worden (*fig. 4*). Die impulsbreedte, waarbij de amplitude van de hoogste harmonische haar maximale waarde krijgt, is voor ons doel het meest geschikt; want ten eerste is deze harmonische in ieder geval de zwakste van de reeks, en ten tweede is juist bij deze het verkrijgen van een voldoend groote amplitude het meest noodzakelijk, aangezien bij het hierbij behoorende draaggolffilter het doorlaatgebied relatief het smalst moet zijn en derhalve de demping in het doorlaatgebied het grootst is.

De genoemde optimale impulsbreedte is gemakkelijk te berekenen. Is h de hoogte der impulsen en a de relatieve impulsbreedte (d.i. de duur b van een impuls gedeeld door de periode $2\pi/\omega$), dan kan het spanningsverloop $f(t)$ van de periodieke impuls weergegeven worden door de Fourier-reeks:

$$\frac{\pi}{2h}\cdot f(t) = \frac{\pi a}{2} + \frac{\sin \pi a}{1}\cos \omega t + \frac{\sin 2\pi a}{2}\cos 2\omega t + \ldots$$

Is m het rangnummer van de hoogste harmonische die wij willen gebruiken, dan willen wij dus a zoo kiezen, dat de amplitude $\sin m\pi a/m$ van deze harmonische een maximum wordt. De voorwaarde hiervoor is klaarblijkelijk $\sin m\pi a = 1$, derhalve $a = 1/2m$.

Er zij op gewezen, dat bij deze impulsbreedte ook aan de wensch van vrijwel gelijke amplituden voor alle harmonischen nog zeer behoorlijk is voldaan. Voor de hoogste harmonische is de amplitude $1/m$, voor de laagste $\sin(\pi/2m) \approx \pi/2m$. De verhouding dezer amplituden is $\pi/2$, dwz. het grootste niveauverschil in de reeks der draaggolven bedraagt slechts ongeveer 4 db.

Schakeling van de impulsgenerator

Er bestaan allerlei schakelingen, waarmee men periodieke impulsen kan opwekken. Een van de

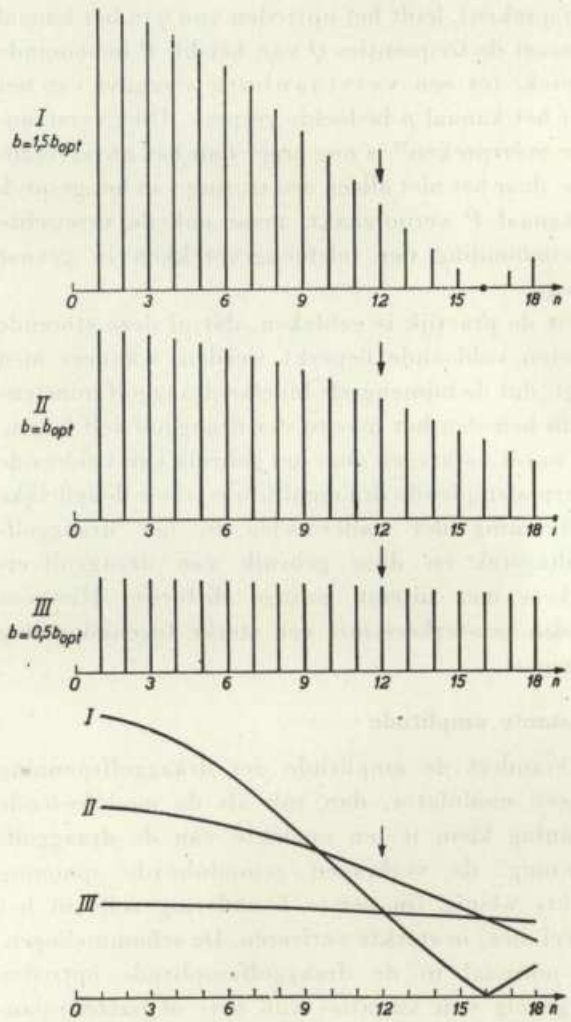


Fig. 4. Frequentiespectrum van een periodieke impuls, bij gegeven grondfrequentie en hoogte. In de bovenste drie figuren is het spectrum voor drie verschillende waarden van de impulsbreedte b geteekend, terwijl in de onderste figuur de omhullenden voor deze drie spectra bijeen zijn gebracht. Men ziet duidelijk, dat elke harmonische bij een bepaalde impulsbreedte een maximale amplitude verkrijgt; met b_{opt} is hier de optimale breedte voor de 12de harmonische aangeduid.

[6]) Verg. bijv.: J. F. Schouten, Synthetisch geluid, Philips techn. T. 4, 176, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

eenvoudigste, waarvan het principe ook in het meervermelde Philips 17-kanalen-systeem werd toegepast, is in *fig. 5* weergegeven. De schakeling bevat een versterkerbuis V, die via de transformator T_1 sterk is teruggekoppeld. De transformator brengt

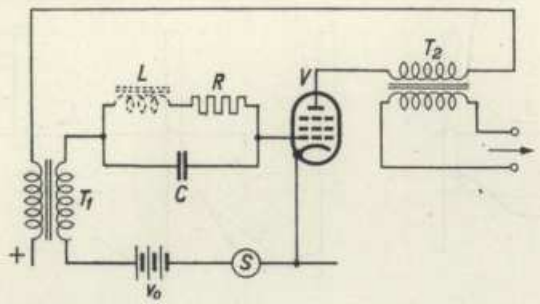


Fig. 5. Schakeling voor het opwekken van periodieke impulsen. Door de terugkoppeling via de transformator T_1 levert de versterkerbuis V een plaatstroom in de vorm van korte impulsen. De „blokkeerende" condensator C met de lekweerstand R zorgen er voor, dat deze impulsen elkaar ongeveer met de juiste periode opvolgen, terwijl deze periode nauwkeurig wordt geregeld door een synchronisatiespanning S. De verkregen periodieke impuls wordt via de transformator T_2 aan een eindbuis toegevoerd.

dus op het stuurrooster van de buis een positieve spanning, wanneer plaatstroom door zijn primaire wikkeling begint te vloeien. Door de positieve roosterspanning wordt de plaatstroom sterker, het rooster wordt nog meer positief, waardoor de plaatstroom weer verder toeneemt, enz. Het resulteerende, zeer snelle aangroeien van de plaatstroom kan worden vergeleken met de doorslag bij een gasontlading. Op een gegeven oogenblik kan de plaatstroom niet verder toenemen, daar hij door de eigenschappen van de buis wordt begrensd. Houdt echter het toenemen van de plaatstroom op, dan valt de door de transformator geleverde positieve roosterspanning weg, de plaatstroom gaat dus dalen, waardoor de transformator nu een negatieve spanning op het rooster brengt, die de daling versnelt en de plaatstroom in zeer korte tijd geheel doet ophouden. De plaatstroom verloopt dus als een impuls, waarvan men de breedte bijv. door geschikte keuze van de transformatorzelfinductie in zekere mate kan regelen.

Zonder de in fig. 5 aangegeven „blokkeerings"-condensator C en lekweerstand R zou op de eerste impuls onmiddellijk een tweede volgen, enz. Gedurende de tijd, dat het rooster positief was, is echter de condensator door de roosterstroomen geladen. Na het wegvallen van de transformatorspanning, die het rooster positief maakte, veroorzaakt de lading van de condensator een negatieve roosterspanning, die ook na het einde van de impuls blijft bestaan en de buis zoolang „geblokkeerd" houdt, totdat het grootste deel der lading zich over de lekweerstand heeft vereffend. Daarna volgt een nieuwe impuls, met hernieuwde lading van de condensator, en dit spel zet zich voort met een frequentie, die in hoofdzaak wordt bepaald door de waarden van R en C. Maar ook de buiseigenschappen en de voedingsspanning zijn hierbij nog van invloed. De grondfrequentie van de periodieke impuls, die men aldus verkregen heeft en die men via de uitgangstransformator T_2 aan de draaggolffilters kan toevoeren, is derhalve op zichzelf nog niet erg constant. Om de vereischte hooge mate van constantheid te verkrijgen, wordt de impulsgenerator door de eerder vermelde hoofdoscillator, die een zeer nauwkeurig constante frequentie van 4 kper/sec levert, gesynchroniseerd. Hiertoe wordt deze oscillatorspanning tezamen met een sterke negatieve vóórspanning op het rooster van de versterkerbuis gebracht. De vóórspanning verhindert, dat de buis op eigen gelegenheid „doorslaat"; alleen wanneer deze spanning door de synchroniseerende spanning wordt gecompenseerd, dus in de positieve toppen hiervan, kan „doorslag" van de buis optreden, die aldus in het rhythme der synchroniseerende spanning wordt gedwongen (zie *fig. 6a*).

Het vermijden van frequentiedeeling

Een bekend verschijnsel bij dergelijke schakelingen is de soms optredende frequentiedeeling. Bij niet voldoend groote synchroniseerende spanning blijft eventueel de doorslag op het voorgeschreven oogenblik uit, doordat het vereischte niveau nog niet is bereikt, en de doorslag treedt pas in de volgende periode op, omdat het niveau dan door verdere ontlading van de blokkeeringscondensator nog wat gestegen is (fig. 6*b*). Zoo krijgt men slechts iedere twee perioden van de synchroniseerende spanning een impuls, en bij nog kleinere synchronisatiespanning eventueel zelfs slechts iedere drie, vier of nog meer perioden.

Dit verschijnsel is bij gebruik van de schakeling voor draaggolfvoeding zeer ongewenscht. Bij frequentiedeeling 1 op 2 zouden de impulsen een grondfrequentie van 2 kper/sec in plaats van 4 kper/sec hebben, de spanning zou voor alle draaggolven te klein worden, maar vooral zouden de filters de op slechts 2000 per/sec afstand liggende extra harmonischen niet kunnen onderdrukken, zoodat in alle kanalen een sterke fluittoon zou optreden.

Om dit te voorkomen, kan men in serie met de lekweerstand R een zelfinductie L aanbrengen (in fig. 5 gestippeld aangegeven), die zoodanig is gedimensionneerd, dat „overontlading" (tegengestelde lading) van de blokkeeringscondensator optreedt op het tijdstip, waarop de volgende doorslag moet plaats hebben. De „blokkeerende" spanning wisselt dus op dit moment van teeken en gaat juist de doorslag bevorderen. Heeft er desondanks geen doorslag plaats, dan zal in de volgende positieve top van de synchronisatiespanning nog minder sprake van een doorslag zijn, daar nu de inmiddels weer afgenomen „blokkeerende" spanning niet meer of althans minder meewerkt (zie fig. 6*c*). De buis blijft dus steeds geblokkeerd, dwz. de impulsgenerator valt heelemaal uit.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Dit is veel minder ernstig, dan wanneer de generator met frequentiedeeling zou blijven doorwerken, immers bij het uitvallen wordt door de automatische omschakelapparatuur onmiddellijk de reserve-generator ingeschakeld en het bedrijf gaat ongestoord verder, terwijl tevens het bedieningspersoneel door een alarmsein op de fout in de op non-actief gestelde generator attent wordt gemaakt.

stroom kan leveren. Dit komt op hetzelfde neer, alsof in de tusschenpoozen de draaggolffilters door een schakelaar van de bron losgemaakt werden. Hieruit vloeit nu een eigenaardige moeilijkheid voort, die we willen trachten duidelijk te maken.

Wij kunnen de draaggolffilters eenvoudigheids-

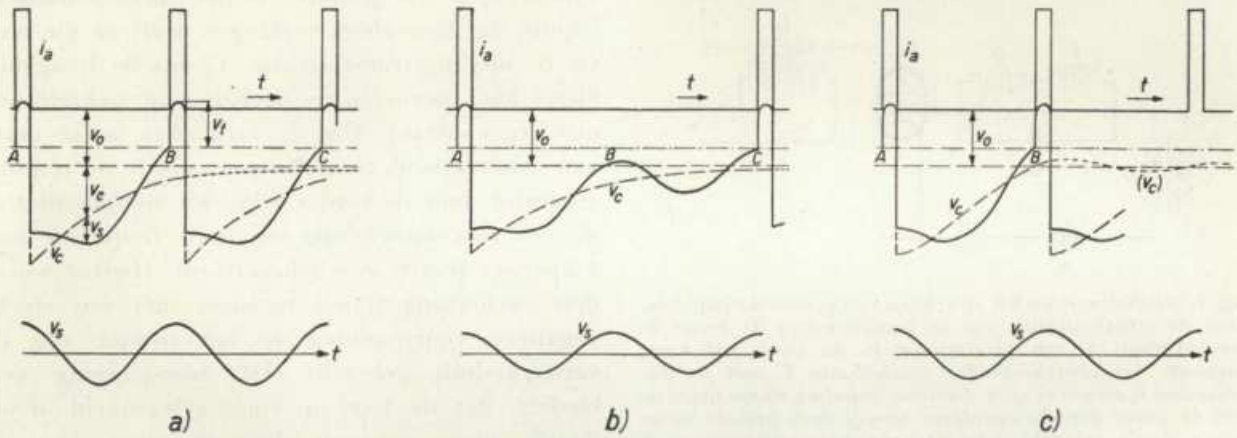


Fig. 6. *a*) Het synchroniseeren der impulsen door de onderaan geteekende sinusvormige oscillatorspanning v_s. Beneden de tijdas (in de bovenste figuur) is de roosterspanning van de buis V in fig. 5 uitgezet, boven de as de plaatstroom. De negatieve roostervóórspanning v_0 belet de buis om op eigen gelegenheid „door te slaan", ook al is de blokkeerende spanning v_c van de blokkeeringscondensator geheel verdwenen. Door de superpositie van v_s op v_c wordt telkens in de positieve top van v_s de vóórspanning v_0 overwonnen (bijv. bij B) en de buis vrijgegeven; de horizontale streep-punt-lijn geeft het niveau van de roosterspanning aan, waarbij de buis doorslaat, v_t is de op dat moment optredende roosterspanningsbijdrage van de transformator T_1 in fig. 5. Het met korte stippels aangegeven deel van de kromme v_c zou alleen worden doorloopen als er geen doorslag optrad.

b) Het optreden van frequentiedeeling. Indien v_s niet voldoende groot is, blijft de doorslag op het gewenschte oogenblik B achterwege en komt hij pas in de volgende (C) of een nog latere periode van de synchroniseerende spanning.

c) Het onderdrukken van frequentiedeeling. Door het opnemen van de gestippeld aangegeven zelfinductie L in de schakeling van fig. 5 krijgt de „blokkeerende" spanning v_c het hier geteekende verloop: op het tijdstip B blokkeert zij niet, maar bevordert zij juist het doorslaan van de buis. Is v_0 zoo groot of v_c zoo klein, dat desondanks het moment B ongebruikt voorbijgaat, dan valt de impulsgenerator heelemaal uit en treedt de reserve-generator in werking.

Het aansluiten van de draaggolffilters op de impulsgenerator

Om de noodige draaggolfenergie te verkrijgen, wordt de met de beschreven schakeling opgewekte impulsspanning versterkt door een eindpenthode, in welker anodeketen de reeks draaggolffilters wordt opgenomen. Elke afzonderlijke, door een der filters uitgezeefde harmonische wordt daarna in de eerder vermelde draaggolfversterker nog eens versterkt en kan vervolgens als draaggolf aan de verschillende apparaten van het bijbehoorende kanaal worden toegevoerd.

De aansluiting der filters op de genoemde eindpenthode willen we nog wat nader beschouwen. De impulsspanning wordt zoodanig op het stuurrooster van de eindpenthode gebracht, dat dit tijdens elke impuls op nulpotentiaal komt en in de tusschenpoozen sterk negatief is. Er vloeit dan alleen tijdens de impuls een groote plaatstroom door de belastingsimpedantie (de reeks draaggolffilters), terwijl in de tusschenpoozen de buis geen

halve beschouwen als een reeks enkelvoudige L-C-seriekringen, afgestemd op 4, 8, 12, . . . kper/sec, ieder met de resonantieweerstand R en allen parallel geschakeld, zie *fig.* 7. Op zichzelf zou men

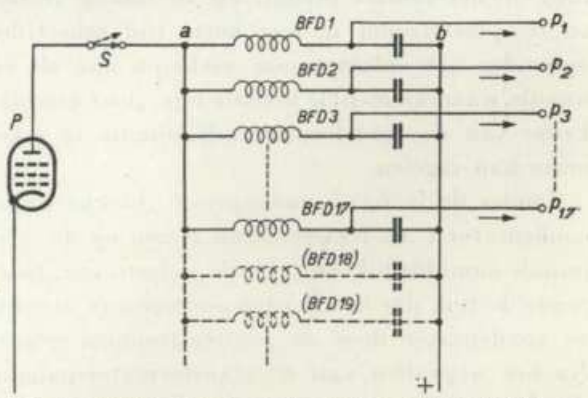


Fig. 7. Aansluiting van de reeks draaggolffilters (BFD_1 tot BFD_{17}), die hier eenvoudigheidshalve als gewone L-C-seriekringen zijn voorgesteld, op de eindpenthode P. Deze gedraagt zich als een stroombron, die tijdens de spanningsimpulsen in- en tijdens de tusschenpoozen uitgeschakeld wordt door een schakelaar S. Bij p_1, p_2, . . . worden de uitgezeefde draaggolfspanningen afgenomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ook een reeks in serie geschakelde *L-C*-parallelkringen kunnen nemen, maar in de practijk werkt men, o.a. terwille van een grootere bedrijfszekerheid, liever met parallelgeschakelde elementen, dus seriekringen. (In werkelijkheid is natuurlijk elk filter heel wat ingewikkelder dan een enkelvoudige seriekring.) Stel nu, dat we slechts één draaggolffrequentie uit de impulsspanning willen uitzeven en dus slechts één dergelijke seriekring in de anodeketen van de penthode opnemen. Van de bedoelde werking van die kring komt dan niets terecht. Immers, er zou een sinusvormige stroom door de kring moeten loopen, maar gedurende het grootste gedeelte van de tijd, nl. in de tusschenpoozen van de impulsen, kan er heelemaal geen stroom loopen, daar het filter dan, zooals we zagen, zich als het ware in een open stroomketen bevindt. Schakelen we echter de heele reeks filters parallel in de anodeketen, dan wordt de zaak anders. Is nl. de resonantieweerstand R klein genoeg, zoodat practisch alle stroom van een bepaalde frequentie door de daarop afgestemde kring vloeit en de stroom daarvan in alle andere filters tezamen te verwaarloozen is, dan gedraagt het systeem zich voor iedere der harmonischen en derhalve ook voor de geheele impulsspanning als een weerstand R. Door de toevoerleiding naar de filters zal dus een impulsvormige stroom loopen, dwz. in de tijd tusschen twee impulsen behoeft de bron geen stroom te leveren en het doet er dus niets toe, of de bron in de tijd tusschen twee impulsen van de filters afgeschakeld wordt.

Het practische belang van deze overweging is gemakkelijk in te zien: de gewenschte werking der filters is alleen dan verzekerd, wanneer voor elke in de impulsspanning voorkomende harmonische een filter in de reeks aanwezig is. Alleen dan tellen immers alle in de filters loopende stroomen van verschillende frequenties zoodanig bij elkaar op, dat in de tijd tusschen twee impulsen de totale stroom nul resulteert. Ontbreken een aantal filters, dan is het gevolg, dat de andere filters minder vermogen van hun eigen frequentie leveren. Ook al willen we dus slechts een beperkt aantal harmonischen van de periodieke impuls voor draaggolven gebruiken, dan zullen we toch voor elke der overige harmonischen een filter moeten aanbrengen. In de practijk kan men, wanneer alle harmonischen tot een bepaald rangnummer worden gebruikt, volstaan met slechts enkele kringen méér te nemen dan die voor de draaggolffrequenties noodig zijn, want de hoogere harmonischen worden, zooals uit de hierboven aangegeven Fourier-reeks blijkt, snel zwakker en hebben dus minder invloed; de kringen voor de allerhoogste harmonischen tenslotte kan men allen tezamen vervangen door een eenvoudig correctienetwerk.

Een en ander kan door een eenvoudig proefje worden gedemonstreerd. Bij een draaggolfvoedingsrek van een 17-kanalen-systeem, met draaggolven van 4 tot 68 kper/sec, werden alle filters boven 56 kper/sec losgemaakt. De draaggolf aan de uitgang van het 56 kper/sec-filter daalde hierdoor liefst 50% in vermogen.

Het is misschien aardig om nog op te merken, dat het heele samenstel van filters zich gedraagt als een resonantiekring voor een impulsspanning, op dezelfde wijze als een enkelvoudige *L-C*-kring zich gedraagt ten opzichte van een sinusvormige spanning. In het bijzonder kan men, wanneer men nog de dempingsconstanten (R/L) van alle filters onderling gelijk maakt, het samenstel na wegnemen van de uitwendige impulsspanning zien uittrillen met een impulsspanning, die volgens een e-macht afneemt. Ook kan men hierdoor de uitgangsspanning van het stel filters, in plaats van de synchroniseerende spanning van de hoofdoscillator gebruiken om de impulsgenerator te synchroniseeren. Diens frequentie wordt dan door de afstemming der filters constant gehouden, op dezelfde wijze als de sinusvormige trilling van een normale teruggekoppelde oscillator constant gehouden wordt door een in de anodeketen opgenomen *L-C*-kring. Tenslotte kan men zelfs een „frequentievermenigvuldiging" verwezenlijken, door nl. alle filters met even rangnummer uit het stel te verwijderen: men heeft dan een nieuw stel filters, dat als het ware een „impulsresonantiekring" voor de dubbele grondfrequentie van de eraan toegevoerde impuls vormt, en men krijgt dan ook over de filters een impulsspanning met deze dubbele frequentie. Dit verrassende feit wordt geïllustreerd door het laatste van de oscillogrammen in *fig. 8*. Deze oscillogrammen zijn in het onderschrift nader toegelicht.

Teneinde het grootst mogelijke vermogen uit de eindpenthode te halen, is het hier vereischt, dat de weerstand R van de filters gelijk aan de inwendige weerstand van de buis tijdens de impuls wordt gemaakt. In werkelijkheid offert men iets van deze optimale aanpassing op en maakt R wat grooter. Het vermogen is daarbij nog niet noemenswaardig verminderd, en men heeft het voordeel, dat tijdens de impuls de spanningsval in de buis — die van nature al klein is, daar in een penthode reeds bij een zeer kleine plaatspanning een groote plaatstroom kan vloeien, — nog kleiner wordt, bijv. maar 10 V, terwijl de rest van de totale voedingsspanning, bijv. 190 V, op R komt te staan. Op deze wijze krijgt men een impulshoogte en daarmee dus een amplitude der draaggolven, die practisch alleen door schommelingen in de voedingsspanning (netspanning) wordt beïnvloed, en vrijwel niet door de eigenschappen van de buis of de grootte van de stuurroosterspanning. Zoodoende kan goed worden voldaan aan de eerder genoemde eisch, dat de draaggolfamplituden binnen 10% constant moeten blijven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

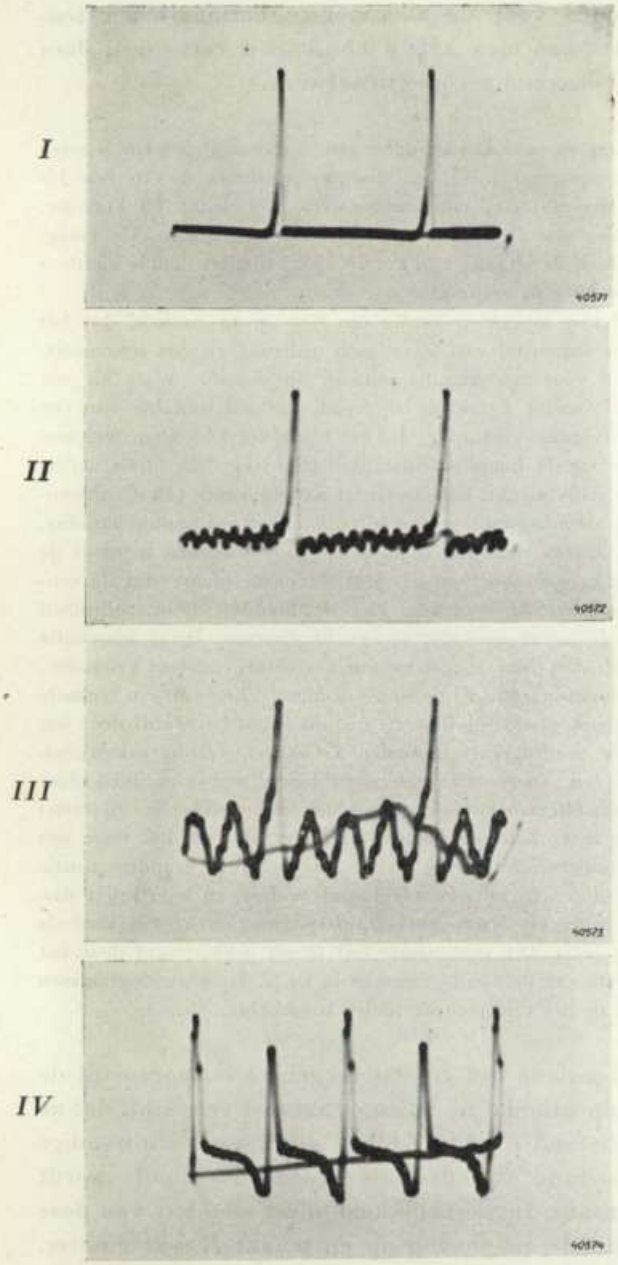


Fig. 8. Oscillogrammen van de spanning, gemeten op een draaggolfvoedingsrek tusschen de punten *a* en *b* in fig. 7.
I) Het ideale geval, te verkrijgen, wanneer voor alle aanwezige harmonischen van de impuls een filter met zeer kleine resonantieweerstand *R* aanwezig is.
II) Het werkelijke geval, in normaal bedrijf. De kleine fluctuaties in de tijd tusschen de impulsen wijzen er op, dat voor de hoogere harmonischen de toegevoegde extra filters en het correctienetwerk wel bij benadering, maar nog niet ten volle de gewenschte lage weerstand *R* verwezenlijken.
III) Het draaggolffilter voor de vierde harmonische is verwijderd. Het resteerende systeem filters heeft voor deze harmonische nu een veel hoogere weerstand, zoodat een aanzienlijke spanning met die frequentie tusschen de punten *a* en *b* optreedt.
IV) De draaggolffilters voor alle even harmonischen zijn verwijderd. Analoog aan *III* treden nu alle desbetreffende frequenties in de spanning tusschen *a* en *b* op, deze vormen tezamen weer een periodieke impuls, maar met een grondfrequentie, tweemaal zoo groot als de aan de eindpenthode toegevoerde. Er is dus, als we de spanning tusschen *a* en *b* afnemen, door het resteerende stel filters in de anodeketen als het ware een frequentieverdubbeling verwezenlijkt.

Tot slot geven wij in *fig. 9* een afbeelding van de hoofdoscillator, die de grondfrequentie van de geheele reeks draaggolven bepaalt, en de bijbehoorende reserve-oscillator, beiden gemonteerd in het draaggolfvoedingsrek van een uitgevoerde installatie voor draaggolftelefonie. Eenige bijzonderheden zijn in het onderschrift toegelicht.

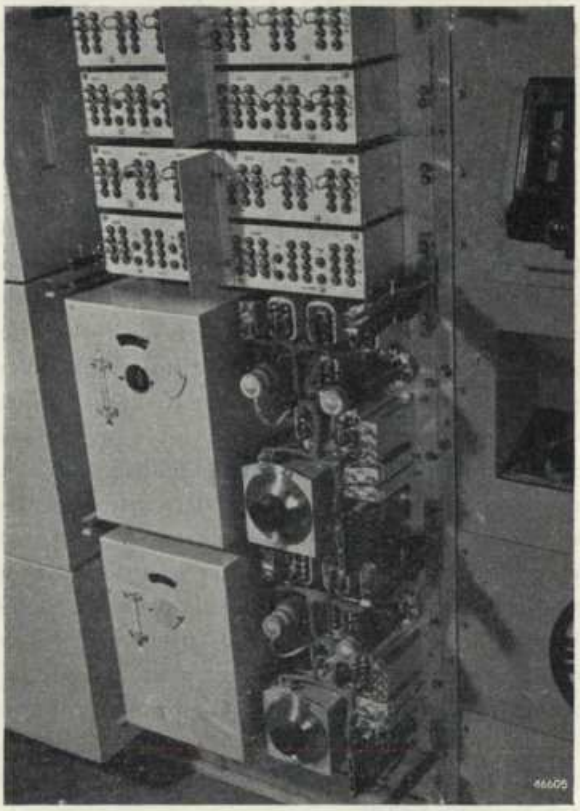


Fig. 9. De hoofdoscillator met de (identieke) reserve-oscillator. Men ziet in elke oscillator naast de eigenlijke oscillatorbuis een tweede versterkerbuis die als scheidingsbuis dient, dwz. een beïnvloeding van de oscillatorfrequentie door de daaropvolgende apparatuur verhindert. De trillingskring bevindt zich in een thermostaat, onder de kap links. De temperatuur van deze thermostaat kan na openen van een dekseltje op de kap (bij de bovenste oscillator staat het open) worden ingesteld en op de ernaast aangebrachte thermometer afgelezen. Met de draaiknop onderaan in elke oscillator kan de frequentie nog zeer nauwkeurig (geheele schaal ≈ 1 per/sec) worden bijgeregeld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HET METEN VAN DE HECHTKRACHT VAN LAKKEN

door P. KOOLE. 620.179.4:620.198:667.7

De hechtkracht van een lak wordt gedefinieerd als de kracht, die noodig is om met een beitel een 1 cm breede lakbaan van de onderlaag af te schrapen. Een eenvoudig toestel voor het meten van deze kracht wordt hier beschreven.

Een laklaag, die op een metaaloppervlak wordt aangebracht, hetzij om dit tegen atmosferische invloeden te beschermen, hetzij om aesthetische redenen, moet, teneinde aan haar doel te kunnen beantwoorden, ook mechanisch voldoende sterk zijn. Dit beteekent, dat de lak voldoende elasticiteit en hardheid moet bezitten om bij stooten niet te worden vergruizeld of gekrast, en dat de laklaag vast aan de onderlaag moet hechten, opdat zij er niet afspringt, of te gemakkelijk wordt afgeschuurd.

De eerstgenoemde mechanische eigenschappen, de elasticiteit en de hardheid, kunnen betrekkelijk eenvoudig volgens gangbare methoden worden gemeten. Voor het beoordeelen van de kwaliteit van een laklaag is het echter van niet minder belang om ook de andere genoemde eigenschap, de hechtkracht van de lak te kennen. Hiervoor bestaat nog geen algemeen ingeburgerde meetmethode. Om te beginnen, bestaat er al geen overeenstemming over hetgeen men als maat voor de hechtkracht wil beschouwen. Men zou geneigd zijn om de hechtkracht te definieeren door de kracht, loodrecht op het lakoppervlak, die noodig is om 1 cm² lakfilm van de onderlaag af te trekken. Deze definitie heeft echter practisch weinig waarde, daar een hierop aansluitende meetmethode zeer groote moeilijkheden meebrengt, en vooral, omdat een laklaag in de practijk nooit op deze wijze wordt belast. Beter kan men de hechtkracht meten door de kracht, die men op een mes of beitel moet uitoefenen, wanneer men tracht hiermede een, bijv. 1 cm breede, laklaag van de onderlaag af te schrapen. Weliswaar zijn in deze kracht behalve de eigenlijke, door de laksoort en de onderlaag bepaalde, hechtkracht ook vastheidseigenschappen van de lak zelf verdisconteerd en hangt zij daardoor mede af van de dikte van de laklaag. Maar daar staat tegenover, dat deze kracht zich gemakkelijk leent voor metingen, ook op groote schaal, en dat zij eenigszins overeenkomt met de in de practijk voorkomende belastingen, die een mechanische beschadiging van de laklaag kunnen veroorzaken.

De eenvoudigste op deze definitie gebaseerde meetmethode bestaat hierin, dat men op een leibaan een plaatje met een 1 cm breede laklaag onder een, iets méér dan 1 cm breede, beitel doortrekt en de kracht meet, die hiertoe op het plaatje moet worden uitgeoefend (zie *fig. 1*). Daarbij is naar gelang van de scherpte van de beitel een bepaalde druk op de beitel noodig om te verhinderen, dat de beitel op de laklaag wipt. Door deze druk treedt niet alleen een wrijvingskracht tusschen de beitel en de onderlaag op — deze zou men, tezamen met de wrijvingskracht tusschen het plaatje en de leibaan, kunnen bepalen door de proef zonder laklaag te herhalen — maar tevens heeft de beitel de neiging in het grondmateriaal te dringen, hoe klein men de vrijloophoek α ook kiest.

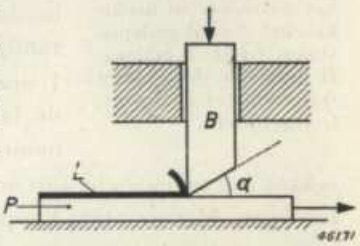


Fig. 1. De hechtkracht van de laklaag L op het plaatje P kan worden gemeten door het plaatje langs een leibaan onder de beitel B door te trekken, zoodanig, dat de lak van het metaal wordt afgeschraapt.

Teneinde dit te vermijden, moet men de beitel onbewegelijk opstellen en voor elke proef de beitelsnede zóó instellen, dat zij juist langs het metaaloppervlak scheert. Hierbij moet echter het metaaloppervlak volkomen vlak zijn, daar anders de beitel op sommige plaatsen in de onderlaag snijdt en op andere een dun laklaagje laat staan. Het spreekt vanzelf, dat men er dientengevolge van af moet zien om willekeurige gelakte plaatjes te onderzoeken: veeleer moet men de laklaag op een speciaal voor deze metingen vervaardigde gladde onderlaag aanbrengen. De eischen aan de vlakheid van de onderlaag gesteld, blijken zoo hoog te zijn, dat het bij de opstelling volgens fig. 1 zelfs practisch niet mogelijk was, de plaatvormige onderlaag met voldoende nauwkeurigheid vlak te slijpen. Wij zijn er daarom toe overgegaan, de hechtkracht van de lak op een cylindervlak te meten. Dit kan zonder groote moeite tot op 1 μ nauwkeurig rond worden geslepen, hetgeen voor ons doel voldoende bleek te zijn.

Het gebruiken van een cylindervlak als onderlaag maakte bovendien een zeer eenvoudige werkwijze mogelijk. De relatieve beweging tusschen laklaag en beitel kan men dan nl. bewerkstelligen door de beitel aan een hefboom te bevestigen, die om dezelfde as kan draaien als de cylinder met de laklaag. Wij kwamen zoo tot de opstelling in *fig. 2*. Het cylindervlak wordt gevormd door de rand van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

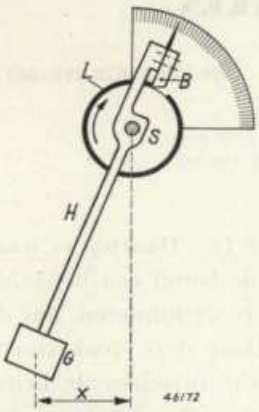


Fig. 2. Opstelling voor het meten van de hechtkracht. *S* rond geslepen stalen schijf, *L* laklaag, *H* hefboom, die de hard stalen beitel *B* draagt, *G* tegenwicht.

een 1 cm dikke schijf, waarop de lak wordt aangebracht. Met behulp van een spuitmal wordt ervoor gezorgd, dat de zijvlakken en een smal strookje van het cylindervlak zelf niet met de lak worden bedekt. Op dit blanke strookje wordt de beitel dan zoo ingesteld, dat hij juist langs het metaal schraapt. De schijf wordt nu, tegen de snijrichting van de beitel in, door een motor langzaam rondgedraaid (met ongeveer 1 omw/min). Hierbij tracht de laklaag de beitel mee te nemen; daartoe moet zij echter een tegenwicht aan de beitelhefboom omhoog bewegen. Het grootste koppel, dat de laklaag op de hefboom kan uitoefenen, is het product van de hechtkracht en de straal van de schijf. Het koppel van het tegenwicht ($G \cdot x$) wordt met toenemende verdraaiing van de hefboom steeds grooter, en bij een gegeven verdraaiing wordt de hechtkracht overwonnen en de lak van de schijf af geschraapt. Onder deze hoek, die op een gradenboog kan worden afgelezen, blijft nu de hefboom tijdens het ronddraaien van de schijf in evenwicht. De gradenboog kan rechtstreeks in eenheden van de hechtkracht (kg/cm) worden geijkt. Daar de beitel ook een wrijvingsweerstand langs het metaal ondervindt en ook in het kussenblok van de hefboom een wrijvingskracht optreedt, moet de proef nogmaals zonder de laklaag op de schijf worden herhaald. Het verschil van de twee gemeten krachten geeft de hechtkracht aan.

Fig. 3 laat een foto zien van een uitgevoerd apparaat, dat al geruime tijd in gebruik is en goed blijkt te voldoen. Met de regelweerstand, die men onderaan ziet staan, kan het toerental van de motor op een geschikte waarde worden ingesteld. Verder ziet men op de foto, dat bij het toestel drie verschillende tegenwichten kunnen worden gebruikt. Deze dienen voor het bestrijken van verschillende meetbereiken, daar de hechtkracht van verschillende laksoorten sterk uiteenloopt.

Zooals reeds werd opgemerkt, hangt de hechtkracht volgens de door ons aanvaarde definitie mede af van de dikte van de laklaag. Om vergelijkbare cijfers te verkrijgen is het derhalve noodig, de hechtkracht steeds te meten bij gelijke laagdikte, bijv. 0,05 mm. De onvermijdelijke geringe variaties in de laagdikte bij het opspuiten van de lak — zelfs voor een geoefende hand zal het niet mogelijk zijn de genoemde dikte nauwkeuriger dan tot op 0,01 mm aan te houden — kan men in onze opstelling eenvoudig elimineeren door de laklaag iets dikker op de schijf te brengen en haar na het drogen met de beitel precies op de gewenschte dikte af te draaien.

De werkelijke kracht van de hechting tusschen lak en onderlaag zal niet van de laagdikte afhangen, maar ongetwijfeld wèl van de gesteldheid van het oppervlak der onderlaag. Nu moet bij onze metingen, zooals wij hebben gezien, altijd met een glad geslepen onderlaag worden gewerkt, terwijl in de practijk het te lakken oppervlak steeds min of meer ruw zal zijn. Ja, men zal het soms opzettelijk ruw maken, omdat de hechting van de lak dan beter is. Het is niet a priori zeker, of twee op het gladde oppervlak even goed hechtende laksoorten ook op een bepaald ruw oppervlak even sterk zullen hechten. Bepaalt men echter op de beschreven wijze de hechtkracht van een reeks verschillende lakken, dan blijkt men tot een volgorde van waardeering te komen, die geheel overeenstemt met de ervaringen uit de practijk. Ook al is dus het verband tusschen de met het toestel gemeten hechtkracht en de practisch te verwachten hechting niet geheel zeker, als vergelijkingscijfers voor de kwaliteit der te gebruiken lakken zijn de gemeten waarden toch zeer goed te gebruiken.

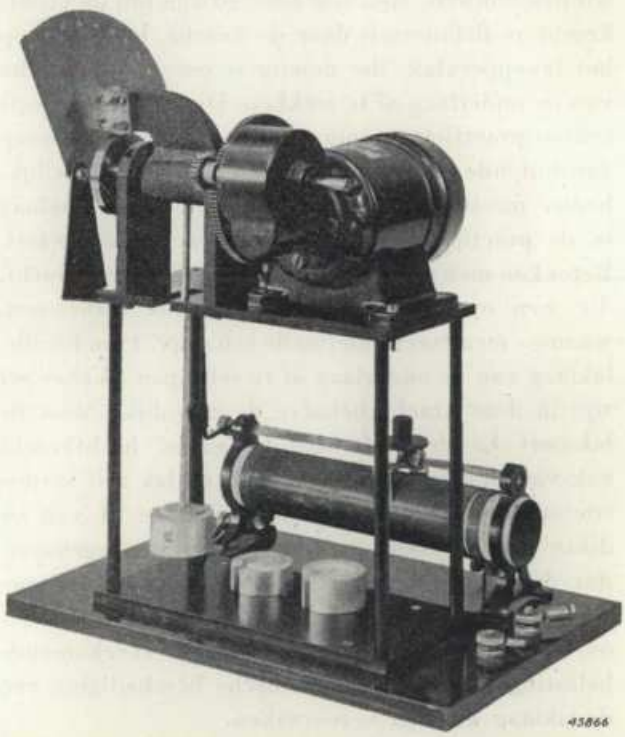


Fig. 3. Uitvoering van de hechtkrachtmeter. Links boven ziet men de stalen schijf, waarvan de laklaag wordt afgeschraapt, en de verdeeling, waarop de hiervoor noodige kracht wordt afgelezen. Rechts bevinden zich de motor en de tandwieloverbrenging voor het aandrijven van de schijf. Onderaan ziet men een tegenwicht aan de hefboom hangen en twee andere tegenwichten voor andere meetbereiken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PLATTE TRILHOLTEN ALS ELECTRISCHE RESONATOREN

door C. G. A. von LINDERN † en G. de VRIES. 538.565:538.566.5

Na eenige inleidende beschouwingen over de eigentrillingen, die kunnen optreden in Lechersystemen, welke aan één zijde zijn kortgesloten, worden langs hun buitenrand kortgesloten, conische platte trilholten behandeld, wier gedrag, wat de rotatiesymmetrische trillingswijzen betreft, hiermee geheel overeenstemt. Vervolgens worden de rotatiesymmetrische eigentrillingen behandeld voor platte trilholten van meer algemeene gedaanten, waarbij het verloop van stroom en spanning met de straal wordt geteekend voor een vlakke trilholte. Resonantieweerstand en kwaliteitsfactor worden berekend. Hierna wordt nog aangegeven, hoe men de kwaliteitsfactor en de resonantieweerstand kan verbeteren door dikkere trilholten te maken dan die, waarvoor de hier gegeven theorie zonder voorbehoud geldt. Terslotte worden eenige voorbeelden gegeven van platte trilholten en hun toepassing in de hoogfrequentietechniek, o.a. voor frequentiestabili- satie en als uitgangs- en ingangselectroden voor kortegolfzendbuizen.

Bij het opwekken van hoogfrequente trillingen maakt men in radiozenders vooral voor zeer korte golven gebruik van speciaal gevormde resonatoren, daar de gewone trillingskringen, die bestaan uit geconcentreerde capaciteiten en zelfinducties, bij zeer hooge frequenties een te kleine resonantieweerstand en kwaliteitsfactor bezitten [1]). Behalve de zg. dooskringen gebruikt men in de hoogfrequentietechniek ook veelal Lechersystemen bestaande uit twee evenwijdige geleiders met constante doorsnede, en leege ruimten met metalen wanden, die wij trilholten noemen. In een Lechersysteem van een bepaalde lengte l kan men staande golven opwekken met een golflengte van $4l$, indien men het Lechersysteem aan het ééne uiteinde laat aanstooten door een electromagnetische trilling, terwijl het andere uiteinde is kortgesloten[2]). Wij willen nu nagaan, welke vrije trillingen op kunnen treden in trilholten van algemeene gedaante, maar daarbij zullen wij ons in dit artikel beperken tot platte trilholten, die in één richting veel kleinere afmetingen hebben dan in de beide andere. Worden zulke platte trilholten uitgevoerd in de vorm van omwentelingslichamen, dan kunnen daarin electromagnetische trillingen optreden, die niet afhangen van de omwentelingshoek doch slechts van de straal. Dergelijke rotatiesymmetrische trillingen hangen dus feitelijk maar van één coördinaat af. Zij kunnen derhalve nog worden behandeld op vrijwel dezelfde wijze als de trillingen van een Lechersysteem, die men immers ook beschouwt als uitsluitend af te hangen van één coördinaat, nl. de lengterichting, aangezien de dwarsafmetingen verwaarloosd mogen worden ten opzichte van de lengte.

Allereerst zullen wij nu de eigentrillingen bespreken, die op kunnen treden in een aan één zijde kortgesloten, homogeen Lechersysteem. Deze beschouwingen breiden wij dan uit voor platte trilholten met dubbel conische doorsnede, waarna wij nog iets zullen mededeelen over de eigentrillingen van platte trilholten met algemeenere gedaanten. Vervolgens gaan wij de invloed van de weerstand na, waarbij waarden worden gegeven voor resonantieweerstand en kwaliteitsfactor. Deze theoretische beschouwingen eindigen dan met het bespreken van de mogelijkheid, om trilholten, wier afmetingen in één richting niet veel kleiner zijn dan in de beide andere, samen te stellen uit platte trilholten door deze op elkaar te stapelen. Tenslotte geven wij nog enkele voorbeelden van het practische gebruik, dat men in de hoogfrequentietechniek maakt van de hier besproken trilholten.

Eigentrillingen van Lechersystemen

Wij beschouwen een stuk Lechersysteem, bestaande uit twee evenwijdige geleiders met constante doorsnede en een bepaalde lengte l, die aan één der uiteinden met elkaar zijn verbonden. De energieverliezen verwaarloozen wij voorloopig, terwijl wij voor de capaciteit en de zelfinductie per eenheid van lengte de symbolen C^I en L^I invoeren. Voor de stroom i en de spanning V gelden dan in afhankelijkheid van de tijd t en de lengtecoördinaat x de volgende vergelijkingen:

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -C^I \frac{\partial V}{\partial t} \text{ en } \frac{\partial V}{\partial x} = -L^I \frac{\partial i}{\partial t} \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Door deze vergelijkingen te differentieeren naar x en t krijgt men vier vergelijkingen:

[1]) Zie bijv. ons artikel „Resonantiekringen voor zeer hooge frequenties", Philips techn. T. 6, 217, 1941, waarin o.a. verschillende aequivalente definities van de kwaliteitsfactor nader worden toegelicht.

[2]) Het gedrag van Lechersystemen ten opzichte van loopende en staande golven is door ons indertijd uitvoerig besproken in Philips techn. T. 6, 241, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 i}{\partial x^2} &= -C^I \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t}\,; \quad \frac{\partial^2 i}{\partial x \partial t} = -C^I \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}\,; \\ \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} &= -L^I \frac{\partial^2 i}{\partial x \partial t}\,; \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} = -L^I \frac{\partial^2 i}{\partial t^2}\,, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

waaruit door combinatie twee overeenkomstige differentiaalvergelijkingen van de tweede orde (de zg. trillingsvergelijkingen) voor i en V kunnen worden afgeleid:

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} = + L^I C^I \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \quad \text{en} \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = + L^I C^I \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}\,. \quad (3)$$

Hebben wij aan het kortgesloten uiteinde van het Lechersysteem (*fig. 1*) nu eenvoudigheidshalve de

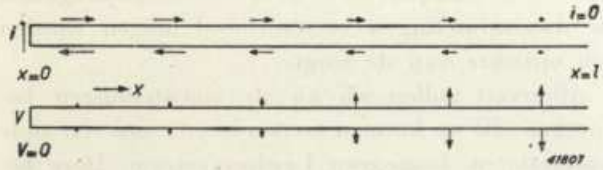


Fig. 1. Verloop van stroom i en spanning V langs een Lechersysteem, dat is kortgesloten bij $x = 0$ en open bij $x = l$, terwijl het met de grondfrequentie trilt.

coördinaat $x = 0$ gegeven en aan het open uiteinde $x = l$, dan moeten wij slechts die oplossingen van de trillingsvergelijkingen (3) hebben, waarvoor de spanning V nul is voor $x = 0$. Voor de eigentrillingen van het kortgesloten stuk Lechersysteem komt hier tevens nog als voorwaarde bij, dat bij het open uiteinde $x = l$ de stroom $i = 0$ moet zijn. De eenvoudigste staande golf, die voldoet aan de trillingsvergelijkingen (3) en bovendien aan deze beide voorwaarden, is op een constante factor na de volgende [3]):

$$\left.\begin{aligned} i &= \sin \frac{\pi t}{2\,l\sqrt{L^I C^I}} \cos \frac{\pi x}{2l}\,, \\ V &= -\sqrt{\frac{L^I}{C^I}} \cos \frac{\pi t}{2\,l\sqrt{L^I C^I}} \sin \frac{\pi x}{2l}\,. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Het verloop van stroom en spanning langs het Lechersysteem volgens (4) is in fig. 1 weergegeven.

De coëfficient van de tijd t in de uitdrukkingen (4) is de cirkelfrequentie $\omega = 2\pi\nu$. Voor de frequentie ν_1 van de eenvoudigste eigentrilling geldt dus:

$$\nu_1 = \frac{1}{4\,l\sqrt{L^I C^I}}\,, \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

Evenzoo kunnen wij aan de uitdrukkingen (4) zien, dat de lengte λ_1 van de grootste staande golf langs het aan één zijde kortgesloten Lechersysteem viermaal zoo groot is als de lengte l. De afhankelijkheid van x voor stroom en spanning kan nl. worden voorgesteld door een cos resp. sin van $2\pi x/\lambda_1$, zodat dan inderdaad uit (4) volgt:

$$\lambda_1 = 4\,l \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Vermenigvuldigt men (5) en (6) met elkaar, dan volgt hieruit het bekende resultaat, dat het product van de eigenfrequentie ν_1 en de bijbehoorende golflengte λ_1 gelijk is aan $1/\sqrt{L^I C^I}$, en dit is de voortplantingssnelheid v der loopende golven, die langs het Lechersysteem kunnen optreden:

$$\nu_1 \lambda_1 = v = 1/\sqrt{L^I C^I} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \text{ cm/sec.} \quad (7)$$

De door (4) weergegeven uitdrukkingen voor stroom en spanning van het kortgesloten Lechersysteem stellen de zg. grondtrilling hiervan voor. Behalve deze treden ook boventonen op als eigentrillingen van hetzelfde Lechersysteem (*fig. 2*), welke ook voldoen aan de trillingsvergelijking (3) en aan de genoemde voorwaarden voor spanning en stroom:

$$\left.\begin{aligned} i &= \sin \frac{(2k+1)\pi t}{2\,l\sqrt{L^I C^I}} \cos \frac{(2k+1)\pi x}{2l}\,, \\ V &= -\sqrt{\frac{L^I}{C^I}} \cos \frac{(2k+1)\pi t}{2\,l\sqrt{L^I C^I}} \sin \frac{(2k+1)\pi x}{2l}\,, \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

waarin k de reeks der geheele getallen kan doorloopen. De eigenfrequenties ν_{2k+1} van deze boventonen liggen harmonisch en zijn de oneven veelvouden van de grondfrequentie ν_1, nl.:

$$\nu_{2k+1} = \frac{2k+1}{4\,l\sqrt{L^I C^I}} = (2k+1)\,\nu_1\,. \quad (9)$$

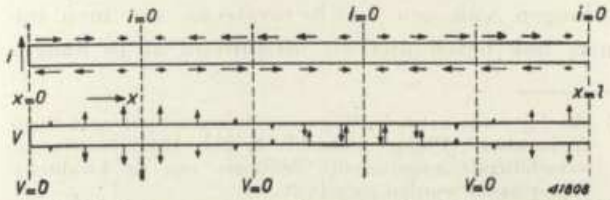



Fig. 2. Verloop van stroom i en spanning V voor de derde eigentrilling ($k = 2$ in verg. (8), (9) en (10)) van een aan één uiteinde kortgesloten Lechersysteem.

[3]) De grootte en het teeken van de coëfficient in de uitdrukking voor de spanning V is natuurlijk zoodanig gekozen, dat de uitdrukkingen (4) ook voldoen aan de differentiaalvergelijkingen (1) van de eerste orde voor stroom en spanning, waarvan wij bij deze beschouwingen zijn uitgegaan. $\sqrt{L^I/C^I}$ wordt veelal de „golfweerstand" genoemd (vgl. Philips techn. T. 6, 241, 1941).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De bijbehoorende golflengten zijn:

$$\lambda_{2k+1} = \frac{4l}{2k+1} = \frac{\lambda_1}{2k+1}, \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

zoodat de lengte l van het Lechersysteem gelijk is aan een oneven aantal kwart golflengten. Bij de homogene Lechersystemen hebben wij dus slechts te maken met de bekende harmonische boventonen, die ook optreden bij een trillende snaar. Dit is echter niet meer het geval, wanneer de capaciteit en de zelfinductie van de plaats afhankelijk zijn, dwz. wanneer het Lechersysteem inhomogeen is. Dan is de ligging der boventonen anharmonisch, zooals wij in dit artikel nog nader zullen behandelen.

Conische platte trilholten

Indien wij eens in gedachten uit het tot nu toe beschouwde, aan één zijde kortgesloten, homogene Lechersysteem door dit rond te draaien een platte doos zouden maken met of zonder gat erin (*fig. 3*),

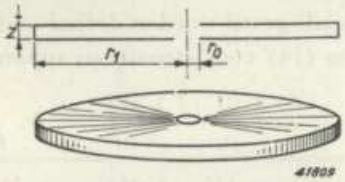


Fig. 3. Vlakke trilholte met een dikte z en een straal r_1 van de kortgesloten buitenrand. De straal van het gat is r_0. De vlakke trilholte ontstaat door het ronddraaien van het aan één zijde kortgesloten, homogene Lechersysteem.

dan kunnen wij verwachten, dat de rotatiesymmetrische eigentrillingen van een dergelijke vlakke trilholte een vergaande overeenstemming zullen vertoonen met die van een aan één zijde kortgesloten Lechersysteem. Toch hebben wij op deze wijze nog niet de tweedimensionale trilholte met de meest eenvoudige eigentrillingen verkregen. Immers in de trillingsvergelijkingen voor stroom en spanning in afhankelijkheid van de straal r spelen in dit rotatiesymmetrische geval de capaciteit en zelfinductie per cirkelring van één cm breedte een rol en deze grootheden, die wij weer C^I en L^I willen noemen, zijn nu niet constant zooals bij het homogene Lechersysteem, doch hangen nog af van de straal r van de beschouwde cirkelring. Zooals men onmiddellijk kan inzien, is C^I recht evenredig met r, terwijl L^I er omgekeerd evenredig mee is; de uitdrukkingen luiden nl.:

$$C^I = \frac{r}{2z} \text{ en } L^I = \frac{2z}{c^2 r}, \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

indien z de dikte van de platte trilholte voorstelt, het diëlectricum een vacuum, en c de lichtsnelheid is.

Een geval, dat mathematisch wel volkomen analoog is met de homogene Lechersystemen, is een conische platte trilholte, waarvoor de onderlinge afstand z der beide geleiders evenredig is met de straal r van de beschouwde cirkelring (*fig. 4*).

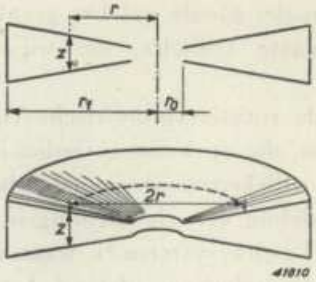


Fig. 4. Conische platte trilholte met een dikte z bij een straal r. Buitenstraal r_1, binnenstraal r_0.

Volgens de betrekkingen (11) worden dan nl. C^I en L^I juist weer onafhankelijk van r. Wij krijgen derhalve voor de conische platte trilholte precies dezelfde, harmonische eigentrillingen als voor het homogene Lechersysteem. Alleen hebben wij nu niet te maken met een coördinaat x, die van het kortgesloten uiteinde $x = 0$ naar het open uiteinde $x = l$ loopt, maar met een coördinaat r, die loopt van de open binnenrand $r = r_0$ naar de kortgesloten buitenrand $r = r_1$. Daardoor worden weliswaar de oplossingen der trillingsvergelijkingen wat ingewikkelder dan (4) en (8), maar wij hebben toch evengoed te maken met een oneven aantal kwart sinusgolven van stroom en spanning (*fig. 5*), die nu staan langs de straal der conische platte trilholte in plaats van langs de lengterichting van het homogene Lechersysteem, zoodat in het algemeen geldt:

$$r_1 - r_0 = \frac{2k+1}{4} \lambda_{2k+1}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

hetgeen volkomen analoog is aan betrekking (10) voor het homogene Lechersysteem.

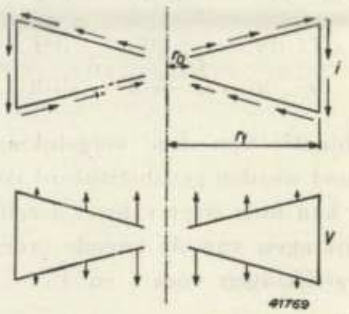


Fig. 5. Verloop van stroom i en spanning V met de straal voor een conische platte trilholte in het geval van de grondtrilling; r_0 binnenstraal, r_1 buitenstraal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Eigentrillingen van andere platte trilholten

Wanneer wij te maken hebben met platte trilholten, waarvan de dikte z op een willekeurige wijze afhangt van r, dan gedragen zich deze, wat de electromagnetische eigentrillingen betreft, niet volkomen analoog aan een Lechersysteem met constante doorsnede, zooals wel het geval is voor een conische platte trilholte, die wij zoojuist bespraken.

Teneinde de rotatiesymmetrische eigentrillingen te beschrijven, die op kunnen treden in een platte trilholte met willekeurige doorsnede, sluiten wij aan bij de behandeling der eigentrillingen van een zg. inhomogeen Lechersysteem [4]), waarvoor de doorsnede en/of de onderlinge afstand der beide geleiders afhangt van de plaats (*fig. 6*). Met Heaviside

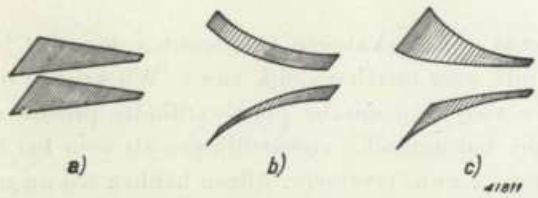


Fig. 6. Verschillende vormen van gegeneraliseerde Lechersystemen, nl. bestaande uit:
a) twee evenwijdige strippen van veranderlijke breedte,
b) twee overal even breede strippen op veranderlijke onderlinge afstand en
c) twee strippen, die zoowel breeder worden als uiteenloopen.

willen wij nu onderstellen, dat de grootheden C^I en L^I slechts langzaam veranderen met de coördinaat, die wij gemakshalve meteen r zullen noemen, teneinde vergelijkingen te krijgen, die ook voor de platte trilholten gelden. Wij krijgen dan voor de variaties van stroom i en spanning V:

$$\frac{\partial i}{\partial r} = -C^I \frac{\partial V}{\partial t} \quad \text{en} \quad \frac{\partial V}{\partial r} = -L^I \frac{\partial i}{\partial t} \quad . \quad . \quad (13)$$

Deze vergelijkingen (13) gaan wij nu weer naar r en t differentieeren:

$$\frac{\partial^2 i}{\partial r^2} = -\frac{\partial C^I}{\partial r}\frac{\partial V}{\partial t} - C^I \frac{\partial^2 V}{\partial r \partial t} \quad \text{en} \quad \frac{\partial^2 i}{\partial r \partial t} = -C^I \frac{\partial^2 V}{\partial t^2};$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} = -\frac{\partial L^I}{\partial r}\frac{\partial i}{\partial t} - L^I \frac{\partial^2 i}{\partial r \partial t} \quad \text{en} \quad \frac{\partial^2 V}{\partial r \partial t} = -L^I \frac{\partial^2 i}{\partial t^2}.$$

Door combinatie van deze vergelijkingen, waarin nog (13) moet worden gesubstitueerd voor de eerste afgeleiden, kan men weer vrijwel dezelfde differentiaalvergelijkingen van de tweede orde vinden als trillingsvergelijkingen voor i en V:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 i}{\partial r^2} - \frac{1}{C^I}\frac{\partial C^I}{\partial r}\frac{\partial i}{\partial r} - L^I C^I \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} &= 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} - \frac{1}{L^I}\frac{\partial L^I}{\partial r}\frac{\partial V}{\partial r} - L^I C^I \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad . \quad (14)$$

Zooals wij zien, is er ten opzichte van de trillingsvergelijkingen (3) de middelste term bijgekomen door het langzaam veranderen van C^I en L^I met de coördinaat r.

Teneinde gesloten oplossingen van (14) te kunnen krijgen, willen wij nu speciaal onderstellen, dat de dikte z van de platte trilholte evenredig is met een willekeurige macht n van de straal r (*fig. 7*):

$$z = h\left(\frac{r}{r_1}\right)^n \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Volgens (11) zijn dan capaciteit en zelfinductie per cirkelring van 1 cm breedte in vacuum:

$$C^I = \frac{r}{2h}\left(\frac{r_1}{r}\right)^n \text{ en } L^I = \frac{2h}{c^2 r}\left(\frac{r}{r_1}\right)^n \quad , \quad . \quad (16)$$

dus resp. omgekeerd en recht evenredig met r^{n-1}. Voor dit speciale geval worden derhalve de trillingsvergelijkingen (14) voor stroom en spanning:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 i}{\partial r^2} + \frac{n-1}{r}\frac{\partial i}{\partial r} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} &= 0, \\ \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1-n}{r}\frac{\partial V}{\partial r} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} &= 0. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (17)$$

Evenals voor de eenvoudige trillingsvergelijkingen (3) gaan wij nu ook voor (17) oplossingen zoeken, die harmonisch in de tijd t zijn. Voor stroom i en spanning V nemen wij weer als tijdsafhankelijkheid sin resp. cos van $2\pi ct/\lambda$. Voor de amplituden van stroom (i_m) en spanning (V_m), die slechts afhangen van de coördinaat r, krijgen wij dan de volgende vergelijkingen, als wij $x = 2\pi r/\lambda$ als nieuwe onafhankelijk veranderlijke invoeren:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 i_m}{\partial x^2} + \frac{n-1}{x}\frac{\partial i_m}{\partial x} + i_m &= 0, \\ \frac{\partial^2 V_m}{\partial x^2} + \frac{1-n}{x}\frac{\partial V_m}{\partial x} + V_m &= 0. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (18)$$

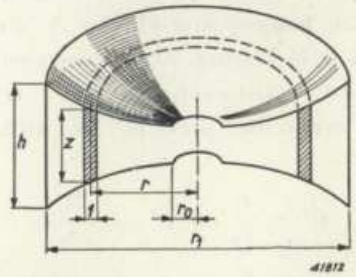


Fig. 7. Platte trilholte met dikte h aan de buitenzijde, buitenstraal r_1 en binnenstraal r_0.

[4]) Zie voor een recent overzicht der theorie van de inhomogene Lechersystemen: K. W. Wagner, Die Theorie ungleichförmiger Leitungen, Arch. Elektrotechn. **36**, 69, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor het geval $n = 1$ wordt de middelste term nul, zoodat men voor stroom en spanning weer de trillingsvergelijking (3) krijgt. Inderdaad hebben wij voor $n = 1$ het reeds besproken, eenvoudige geval van de conische platte trilholte met harmonisch in t en r verloopende i en V.

Evenals het een bekende zaak is dat de oplossingen van (18) zonder middelste term sinussen en cosinussen van x zijn, zoo is het ook sinds lang bekend, dat Besselfuncties van de eerste en tweede soort (J_p en N_p, waarbij p de „orde" van de Besselfunctie aanduidt), vermenigvuldigd met machten van de coördinaat x, oplossingen van (18) zijn. Het is duidelijk, dat niet alle oplossingen van (18) ook aan de differentiaalvergelijkingen (13) voldoen, waarvan wij zijn uitgegaan. Degene, waarvoor dit wel het geval is, worden gegeven door de volgende uitdrukkingen:

$$\left.\begin{aligned} i_m &= x^{1-n/2}\,[A\,J_{n/2-1}(x) + B\,N_{n/2-1}(x)], \\ V_m &= -\sqrt{-1}\,\zeta\,x^{1-n/2}\,[AJ_{n/2}(x) + BN_{n/2}(x)]; \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

hier zijn A en B willekeurige constanten, en is

$$\zeta = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = \frac{60\,h}{{r_1}^n}\,r^{n-1}\ \text{ohm}$$

de golfweerstand (vgl. noot [4]).

Wij moeten nu nog A en B in (19) zoodanig kiezen, dat deze uitdrukkingen aan de randvoorwaarden voldoen.

In de eerste plaats moet de spanning nul zijn aan de kortgesloten buitenrand van de platte trilholte, dwz. $V_m = 0$ voor $r = r_1$, ofwel voor $x = 2\pi\,r_1/\lambda = b$. Deze randvoorwaarde levert dus:

$$AJ_{n/2}(b) + BN_{n/2}(b) = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Door de uit (20) volgende waarde van B in (19) in te vullen, krijgt men:

$$i_m = Ax^{1-n/2}\,[N_{n/2}(b)\,J_{n/2-1}(x) - J_{n/2}(b)\,N_{n/2-1}(x)], \quad . \quad . \quad (21a)$$

$$V_m = -\sqrt{-1}\,A\,\zeta\,x^{1-n/2}\,[N_{n/2}(b)\,J_{n/2}(x) - J_{n/2}(b)\,N_{n/2}(x)] \quad . \quad . \quad (21b)$$

In de tweede plaats moet de stroom, in het geval van een platte trilholte met gat erin (dwz. $r_0 > 0$), aan de binnenrand nul zijn. Dit levert ons de betrekking

$$N_{n/2}(b)\,J_{n/2-1}(a) - J_{n/2}(b)\,N_{n/2-1}(a) = 0, \quad (22)$$

waarin $a = 2\pi r_0/\lambda$. In het geval van een platte trilholte zonder gat (dwz. $r_0 = 0$) behoeft de stroom in het middelpunt ($r = 0$), voor $n > 0$, niet nul te zijn, omdat het boven- en ondervlak dan elkaar raken. Hij mag daarin echter zeker niet oneindig worden, zooals dit voor $x = 0$ en $n \geqq 2$ uit de uitdrukking (21a) zou volgen. Uit een nadere beschouwing van deze uitdrukking blijkt, dat de stroom voor $x = 0$ en $n \geqq 2$ wel eindig blijft, mits

$$J_{n/2}(b) = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Dezelfde voorwaarde (23) heeft voor $n < 2$, met uitzondering echter van $n = 1, -1, -3, \ldots$, tengevolge, dat de stroom (21a) in het middelpunt niet alleen eindig blijft, maar bovendien gelijk nul is. Om voor $n = 1, -1, -3 \ldots$ dit laatste te bereiken, moet men in plaats van (23) eischen dat

$$N_{n/2}(b) = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Daar nu $a = 2\pi r_0 \nu/c$ en $b = 2\pi r_1 \nu/c$ is en r_0, r_1 en n voor een gegeven platte trilholte vastliggen, is aan verg. (22) (trilholte met gat), resp. (23) of (24) (trilholte zonder gat), slechts voor bepaalde waarden van de frequentie ν voldaan. Deze bijzondere waarden van ν. die dus de wortels zijn van verg. (22), resp. (23) of (24), stellen de reeks der eigenfrequenties van de beschouwde platte trilholte voor. De kleinste positieve wortel beantwoordt daarbij aan de grondtoon.

Er moge nog vermeld worden, dat de uit (22) berekende waarden der eigenfrequenties continu in de uit (23) resp. (24) berekende overgaan, indien men a in (22), dus de straal van het gat, naar nul laat gaan.

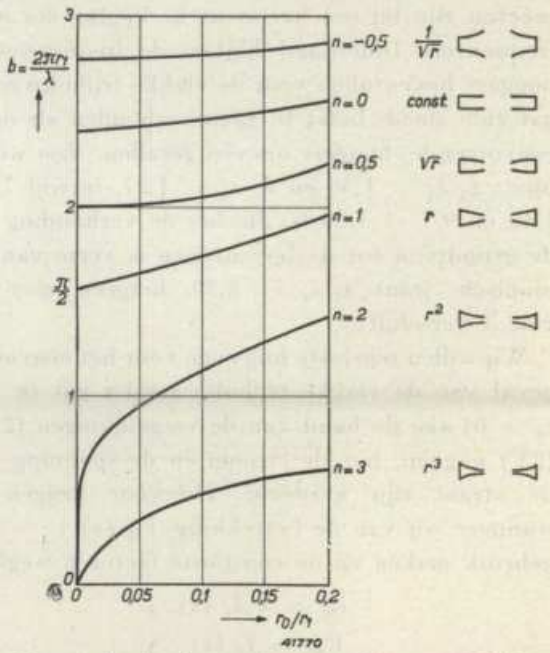


Fig. 8. De met de eigenfrequentie evenredige grootheid $b = 2\pi r_1/\lambda$ in afhankelijkheid van de verhouding r_0/r_1 der stralen, voor platte trilholten met verschillende waarden van n. Voor $n = 1$ en $r_0 = 0$ wordt de grootheid $b = \pi/2$, zoodat de golflengte λ dan gelijk is aan viermaal de buitenstraal r_1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In *fig. 8* is nu weergegeven, hoe bij verschillende waarden van n volgens (22) de waarde van $2\pi r_1/\lambda$ voor de grondtoon verloopt met het quotient van binnen- en buitenstraal $r_0/r_1 = a/b$. In het grensgeval van een conische platte trilholte is de golflengte λ_1 van de grondtoon viermaal het verschil $r_1 - r_0$ van buitenstraal r_1 en binnenstraal r_0. Uit fig. 8 blijkt, dat dit verschil echter in het algemeen geenszins gelijk is aan een kwart golflengte. Bijv. wordt de golflengte in het geval van een vlakke trilholte (fig. 3) zonder gat erin ($n = 0$ en $r_0 = 0$), waarvoor bij de grondtoon geldt: $b = 2\pi r_1/\lambda_1 = 2{,}405$:

$$\lambda = \frac{2\pi r_1}{2{,}405} = 2{,}61\ r_1.$$

Willen wij voor een dergelijke vlakke trilholte zonder gat de golflengten weten van eenige boventonen, dan kunnen wij die gemakkelijk vinden uit de grootere wortels van vergelijking (23), waarin $n = 0$ moet worden gesteld, zoodat wij verkrijgen:

$$J_0\,(2\pi r_1/\lambda) = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23')$$

De eerste drie nulpunten van J_0 liggen resp. bij $2\pi r_1/\lambda = 2{,}405$; 5,520; 8,653 (vgl. *fig. 9*), waaruit dan volgt voor de drie grootste golflengten, waarmee een vlakke trilholte zonder gat eigentrillingen kan uitvoeren:

$$\lambda_1 = 2{,}61\ r_1;\ \lambda_2 = 1{,}14\ r_1;\ \lambda_3 = 0{,}73\ r_1\ . \quad (25)$$

Het quotient van λ_2 en λ_3 is 1,56, hetgeen niet veel kleiner is dan $5/3 = 1{,}67$, wat de verhouding zou moeten zijn bij een harmonische ligging der eigenfrequenties. Inderdaad blijken de frequenties der hoogere boventonen voor de vlakke trilholte zonder gat zich steeds beter te gaan verhouden als de opeenvolgende, hoogere oneven getallen. Zoo worden bijv.: $\lambda_3/\lambda_4 = 1{,}36$ en $\lambda_4/\lambda_5 = 1{,}27$, terwijl $7/5 = 1{,}40$ en $9/7 = 1{,}29$ is. Slechts de verhouding voor de grondtoon tot de boventonen is verre van harmonisch, want $\lambda_1/\lambda_2 = 2{,}29$, hetgeen zeer veel van 3 verschilt!

Wij willen tenslotte nog even voor het eenvoudige geval van de vlakke trilholte zonder gat ($n = 0$; $r_0 = 0$) aan de hand van de vergelijkingen (21) en (23') nagaan, hoe de stroom en de spanning langs de straal zijn verdeeld. Hiervoor krijgen wij, wanneer wij van de betrekking $J_{-1}(x) = -J_1(x)$ gebruik maken en de constante factoren weglaten:

$$\left.\begin{aligned} i_m &= x\,J_1(x), \\ V_m &= J_0(x). \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Het verloop van stroom en spanning met de straal volgens (26) is in fig. 9 geteekend. In het verloop van de spanning vinden wij de reeds bij het afleiden der eigenfrequenties genoemde nulpunten van J_0 terug [5]), die tevens de plaatsen der maxima zijn van de stroomkromme xJ_1.

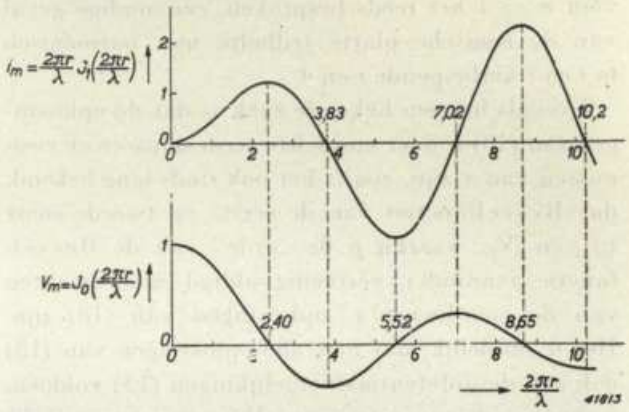


Fig. 9. Verloop van de stroomamplitude i_m en de spanningsamplitude V_m met de straal r van een vlakke trilholte. Het verloop van $x = 0$ tot 2,405 geeft stroom en spanning van de grondtoon, van $x = 0$ tot 5,520 evenzoo voor de tweede eigentrilling, van $x = 0$ tot 8,653 voor de derde eigentrilling, enz. Bij de nulpunten van de stroomkromme xJ_1 liggen evenzoo de maxima voor de spanning J_0.

De hier gegeven formules verliezen hun physische beteekenis, zoodra de absolute waarde van n te groot wordt. De grootheden C^I en L^I kunnen dan niet meer als langzaam met r veranderlijk worden beschouwd (vgl. (16)), zoodat niet meer voldaan is aan de onderstelling, waarvoor de uitgangsvergelijkingen (13) zijn afgeleid.

Resonantieweerstand en kwaliteitsfactor

In de voorafgaande beschouwingen hebben wij steeds ondersteld, dat wij te maken hebben met platte trilholten zonder ohmsche weerstand. Bij resonantie vloeit er dan, onafhankelijk van de spanning, die er op staat, aan de open binnenrand geen stroom, zoodat wij te maken zouden hebben met een oneindige resonantieweerstand. Wij willen nu echter de resonantieweerstand en de kwaliteitsfactor berekenen, die in de practijk verkregen kunnen worden met platte trilholten, waarbij dus de energieverliezen wel degelijk in aanmerking dienen te worden genomen.

De kwaliteitsfactor Q van een resonantiekring is op een factor π na het reciproke van het logarithmisch decrement en is dus een maat voor de tijd, waarin een vrije trilling in deze kring uittrilt. Men kan nu de energieverliezen in rekening brengen door eerst de verdeeling van stroom en spanning te bepalen, alsof er geen verliezen waren, en daarna met deze stroom- en spanningsverdeeling de daarbij behoorende verliezen te berekenen zonder deze nog

[5]) Bij elk dezer nulpunten kan zich natuurlijk de kortgesloten buitenrand der vlakke trilholte bevinden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

invloed te laten uitoefenen op die verdeeling. Op eenzelfde wijze willen wij nu ook te werk gaan voor de platte trilholten.

Evenals de zelfinductie L^I en de capaciteit C^I per cm ringbreedte (vgl. fig. 7) hangt nu ook de weerstand R^I per cm ringbreedte af van de straal r van de beschouwde ring. Hij wordt nl.

$$R^I = \frac{1}{2\pi r \sigma \delta}, \quad \ldots\ldots \quad (27)$$

waarin σ het soortelijke geleidingsvermogen voorstelt en δ de indringdiepte ten gevolge van het huideffect voor de beschouwde frequentie beteekent, die door de volgende uitdrukking wordt gegeven:

$$\delta = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{c\lambda}{\sigma}}.$$

Wij zien hieruit, dat de weerstand ook voor een conische platte trilholte geenszins constant is, maar nog verloopt langs de straal. De analogie met de homogene Lechersystemen gaat dus weliswaar op voor de aard der trillingen en golven, maar niet voor het energieverbruik door de conische, platte trilholte. Inderdaad krijgt men bij het uitrekenen van de kwaliteitsfactor Q ingewikkelde formules. Voor de grondtrilling kan men de kwaliteitsfactor in de volgende gedaante schrijven:

$$Q = \frac{h}{\delta}\,\frac{\mu_1}{\mu_2 + \dfrac{h}{r_1}}; \quad \ldots\ldots \quad (28)$$

hierin stellen μ_1 en μ_2 getalfactoren voor, die wij in *fig. 10a* en *b* hebben afgebeeld voor verschillende waarden van n, in afhankelijkheid van r_0/r_1.

Bij de afleiding van verg. (28) is uitgegaan van het feit, dat de kwaliteitsfactor Q gelijk is aan 2π maal het quotient van veldenergie en per periode gedissipeerde energie (zie noot [1]).

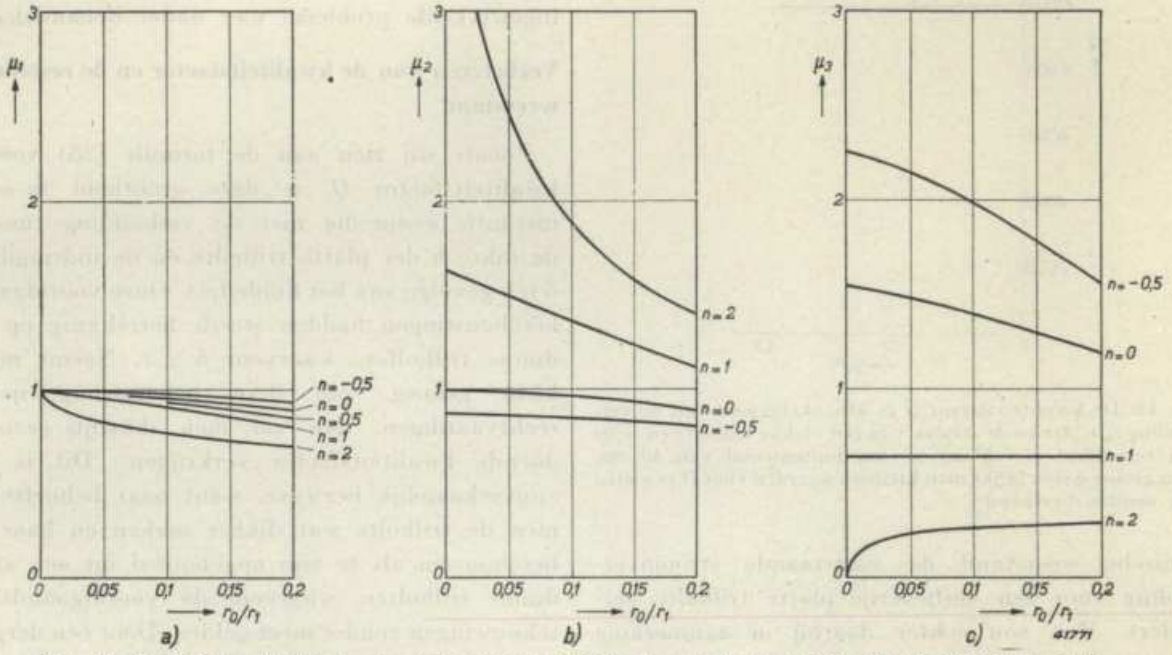


Fig. 10. De hulpgrootheden μ_1, μ_2 en μ_3 voor verschillende waarden van n in afhankelijkheid van r_0/r_1.

De resonantieweerstand der platte trilholte kan men opvatten als het quotient van het kwadraat der effectieve spanning V voor $r = r_0$ en de warmte, die er per seconde in wordt ontwikkeld. Daar deze laatste, op een factor 2π na, weer het quotient is van het veldvermogen en de kwaliteitsfactor Q, wordt de resonantieweerstand (in ohm):

$$Z = \frac{1}{2\pi}\,\frac{QV^2}{\text{veldvermogen}} = 120\,Q\,\frac{h}{r_1}\,\mu_3, \quad (29)$$

waarbij μ_3 weer een getalfactor voorstelt, die in *fig. 10c* is weergegeven voor verschillende waarden van n in afhankelijkheid van r_0/r_1.

In *fig. 11* is voor het geval van een vlakke trilholte ($n = 0$) de kwaliteitsfactor Q weergegeven in afhankelijkheid van de verhouding r_0/r_1 der stralen. De continue (practisch rechte) lijn, die bijna horizontaal loopt, is volgens verg. (28) berekend. De kringetjes geven experimenteel bepaalde waarden aan. Deze zijn afgeleid uit de gemeten resonantiebreedten $\Delta\omega$ en de resonantiefrequenties ω_0: de kwaliteitsfactor kan immers ook worden gedefinieerd als $\omega_0/\Delta\omega$. Men ziet, dat voor groote gaten de theorie te groote waarden voor Q levert. Dit behoeft ons echter niet te verbazen, want bij de voorafgaande beschouwingen werden de stralingsverliezen volkomen verwaarloosd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De invloed van de stralingsverliezen zou men, evenals die der warmte-ontwikkeling, in rekening kunnen brengen, uitgaande van de onderstelling, dat de straling evenmin als de gewone

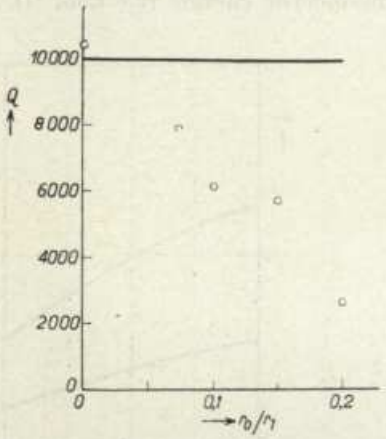


Fig. 11. De kwaliteitsfactor Q in afhankelijkheid van de verhouding r_0/r_1 der beide stralen van een vlakke trilholte ($n = 0$) met een dikte van 4 cm en een buitenstraal van 40 cm. Voor groote gaten blijkt men kleinere waarden voor Q te meten dan worden berekend.

ohmsche weerstand de vaststaande stroomverdeeling voor een verliesvrije platte trilholte verandert. Men zou echter daarbij in aanmerking moeten nemen, dat de stroomsterkten aan de buitenkant van de platte trilholte niet meer te verwaarlozen zijn, zoodra het gat wat grooter wordt. In het voorafgaande hebben wij immers uitsluitend het veld binnen in de trilholte beschouwd. Daar is het electrische veld vrijwel homogeen en verticaal gericht. Rondom het gat in de trilholte zijn de krachtlijnen echter wat weggebogen (*fig. 12a*), zoodat ook een klein gedeelte loopt vanaf de buitenzijde aan de onderkant naar de buitenzijde aan de bovenkant. Er zijn dus ook ladingen op de buitenzijde van de trilholte en hun sterkte verandert met dezelfde frequentie als die, waarmee de trilholte trilt. Hierdoor ontstaan stroomen, die aan de buitenzijde loopen, maar zich ook aan de binnenzijde voortzetten (fig. 12*b*). Bij onze berekening van de

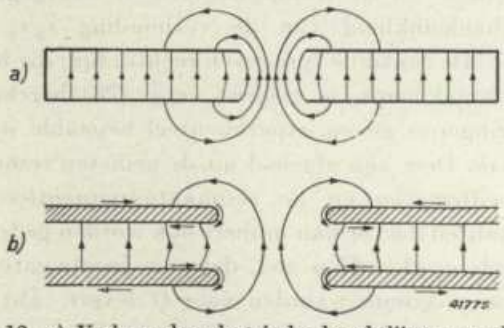


Fig. 12. *a*) Verloop der electrische krachtlijnen tusschen de platen van een platte trilholte. *b*) Electrische stroomen, die in de buurt van het gat worden geïnduceerd ten gevolge van het uitbuigen der krachtlijnen.

stroomverdeeling in de trilholte onderstelden wij echter, dat $i = 0$ bij $r = r_0$ is, zoodat hierop dus feitelijk een correctie moet worden aangebracht. Dit heeft dan weer niet alleen correcties van de eigenfrequenties tengevolge, maar ook een toeneming van de stralingsverliezen. Wij willen hier dit vrij ingewikkelde probleem niet nader behandelen.

Verbeteren van de kwaliteitsfactor en de resonantieweerstand

Zooals wij zien aan de formule (28) voor de kwaliteitsfactor Q, is deze grootheid in eerste instantie evenredig met de verhouding tusschen de dikte h der platte trilholte en de indringdiepte δ ten gevolge van het huideffect. Onze voorafgaande beschouwingen hadden steeds betrekking op zeer dunne trilholten, waarvoor $h \ll r$. Neemt men h klein genoeg, om deze behandelingswijze te rechtvaardigen, dan zal men dikwijls geen voldoende kwaliteitsfactor verkrijgen. Dit is geen onoverkomelijk bezwaar, want naar behoefte kan men de trilholte wat dikker maken en haar dan beschouwen als te zijn opgebouwd uit een aantal dunne trilholten, waarvoor de voorafgaande beschouwingen zonder meer gelden. Door een dergelijk opeenstapelen van platte trilholten is het dus mogelijk om ook dikkere trilholten nog te behandelen, zonder hierbij te moeten overgaan op de algemeene theorie van de trilholten van drie dimensies.

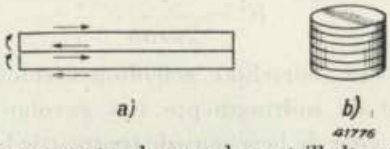


Fig. 13. Door opeenstapelen van dunne trilholten (*a*) kan men algemeenere trilholten opbouwen (*b*).

Zooals in *fig. 13* schematisch is weergegeven, kan men voor het geval $n = 0$ zeer gemakkelijk door opeenstapelen van dunne, vlakke trilholten een cylindervormige trilholte verkrijgen, wier hoogte niet meer klein is ten opzichte van de straal. In deze cylinder zitten dan echter nog tusschenschotten, die tegelijk bovenvlak zijn van één der dunne holten en ondervlak van de volgende. Daar al deze platte trilholten met dezelfde eigenfrequenties trillen en zij allen een even sterk verticaal electrisch veld bezitten, is de situatie nu eenvoudig zóó, dat de stroomen behoorende bij de boven- en onderholte in zulk een tusschenschot juist overal tegengesteld gelijk zijn, zoodat wij de tusschenschotten uit de cylindervormige trilholte zouden kunnen wegnemen. Eén ding is er dan echter wèl veranderd; de warmte-ontwikkeling, die de electrische stroomen in de tusschenschotten van de opeengesta-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

pelde dunne trilholten zouden leveren, treedt niet meer op! Deze vermindering der verliezen door het wegnemen van tusschenschotten is niet louter een

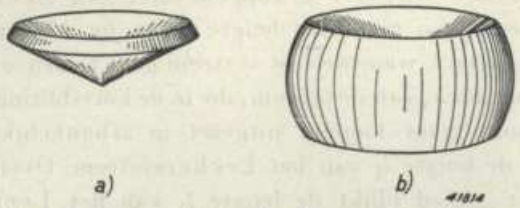


Fig. 14. Ook dunne trilholten in de vorm van kegelmantels kan men opeenstapelen.

gedachtenexperiment, maar inderdaad een volkomen reëel effect: zoolang de tusschenschotten nog wel in de cylindervormige trilholte zitten, treden de warmteverliezen daarin nog wel op, want tengevolge van het huideffect loopen de stroomen dan in werkelijkheid slechts in boven- en onderlaag van een dergelijk tusschenschot, zoodat zij elkaar, wat de warmte-ontwikkeling betreft, geenszins zullen opheffen.

Door het wegnemen van tusschenschotten verminderen wij dus de energieverliezen ten gevolge van warmte-ontwikkeling aanmerkelijk ten opzichte van de totale trillingsenergie en zoo is het dus te begrijpen, dat wij voor een dergelijke, door „opeenstapelen" verkregen, algemeenere trilholte betere waarden voor de kwaliteitsfactor Q en de impedantie Z kunnen verkrijgen, dan de platte trilholte bezat, waarvan wij zijn uitgegaan. Rekenen wij Q uit voor een cylinder met hoogte h en straal r, dan krijgen wij:

$$Q = \frac{h}{\delta} \cdot \frac{h}{r_1 + h} \quad \ldots\ldots \quad (30)$$

Op overeenkomstige wijze kunnen wij door „opeenstapelen" van de in *fig. 14a* weergegeven dunne trilholten, in de vorm van kegelmantels, de in fig. 14*b* geteekende trilholte verkrijgen, die in de techniek der korte golven van groote beteekenis is geworden. Bij het bespreken van eenige uitgevoerde voorbeelden zullen wij ook een dergelijke trilholte ontmoeten (zie fig. 20).

Eenige uitgevoerde voorbeelden

Aan een koperen conische platte trilholte (*fig. 15*)

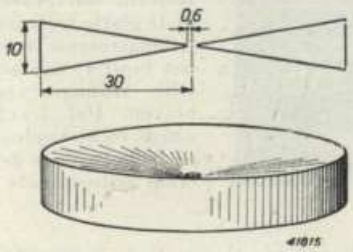
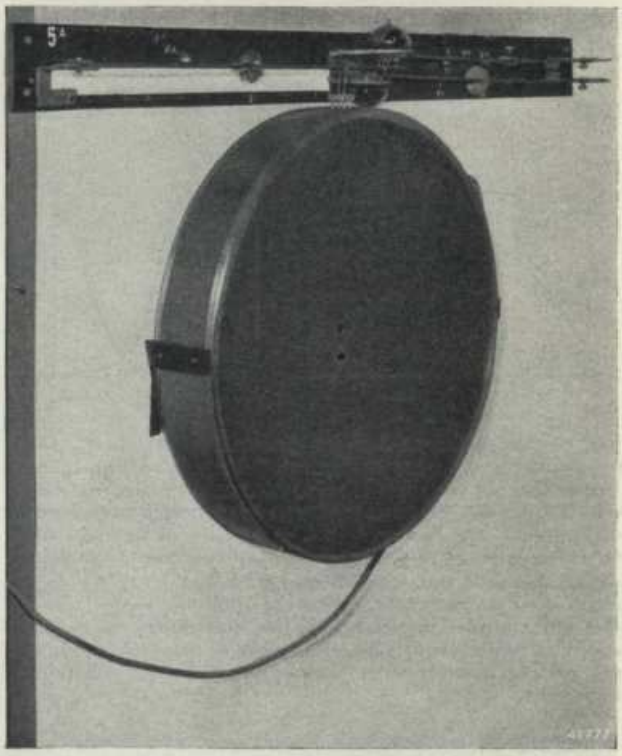


Fig. 15. Practisch uitgevoerde, conische platte trilholte met $n = 1$. De maten zijn in cm aangegeven.

met $n = 1$, een dikte $h = 10$ cm aan de buitenrand en stralen $r_0 = 0{,}6$ cm en $r_1 = 30$ cm, hebben wij bij een golflengte van 122 cm een kwaliteitsfactor $Q = 10\,200$ gemeten, terwijl er 11 400 voor was berekend. Voor de impedantie Z werd 273 600 ohm berekend. Wordt in deze platte trilholte een vermogen van 25 watt aan warmte ontwikkeld, dan is de stroom aan de buitenrand $i = 130$ A, de



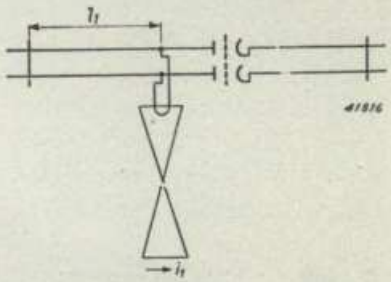


Fig. 16. Een conische platte trilholte is gekoppeld met een Lechersysteem van regelbare lengte l_1, teneinde de frequentie van de oscillator constant te houden. Op de foto is aan de rechter bovenkant van de platte trilholte nog juist het lusje te zien, met behulp waarvan de stroom i_1 werd gemeten.

spanning op de binnenrand van de holte bedraagt $V_{r_0} = 2600$ V, terwijl de magnetische veldsterkten aan binnen- en buitenrand zijn: $H_{r_0} = 1{,}4$ gauss en $H_{r_1} = 0{,}9$ gauss. Inderdaad bleek een zendertje, dat een vermogen van 25 W kon afgeven, een stroomsterkte van ongeveer 100 A in de kortsluitring te leveren, hetgeen men kon besluiten uit de spanning, die werd opgewekt in een lusje.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor het geval van een vlakke trilholte ($n = 0$) met een dikte $h = 4$ cm en een buitenstraal $r_1 = 40$ cm en verschillende stralen van het gat: $r_0 = 0$; 3; 4 cm, leverden de metingen voor de kwaliteitsfactor resp. de volgende waarden: $Q = 10\,350$; 7700; 6100.

Frequentiestabilisatie met platte trilholten

Daar men met platte trilholten een behoorlijke kwaliteitsfactor Q kan verkrijgen, kan men deze goed gebruiken voor het constant houden van de frequenties van oscillatoren. Men koppelt dan de trilholte een weinig met de oscillator, waardoor in bepaalde frequentiegebieden de golflengte veel meer wordt bepaald door de afstemming van de trilholte dan door de verdere schakeling, die ermee is verbonden. In *fig. 16* is weergegeven een conische platte trilholte, gekoppeld met een Lechersysteem van regelbare lengte l_1. In *fig. 17* zijn de golflengte λ, waarmee dit systeem gaat trillen, en de amplitude i_1 van de stroom, die in de kortsluiting der trilholte gaat loopen, uitgezet in afhankelijkheid van de lengte l_1 van het Lechersysteem. Over een groot gebied blijkt de lengte l_1 van het Lechersysteem slechts zeer weinig invloed te hebben op de golflengte λ, waarmee het geheele systeem trilt. Deze wordt dan nl. vrijwel geheel bepaald door de golflengte λ_0 van de vrije trilling der conische platte trilholte. In deze figuur is tevens duidelijk het bezwaar te zien, dat de oscillatorfrequentie niet volkomen is vastgelegd door de schakeling alleen, maar ook nog afhangt van de wijze, waarop de momentane toestand der schakeling is bereikt, zoodat dus ook de vóórgeschiedenis van de toestand op een bepaald oogenblik een rol speelt. Dit is een gevolg van de niet-lineariteit der gebruikte zendbuizen [6]).

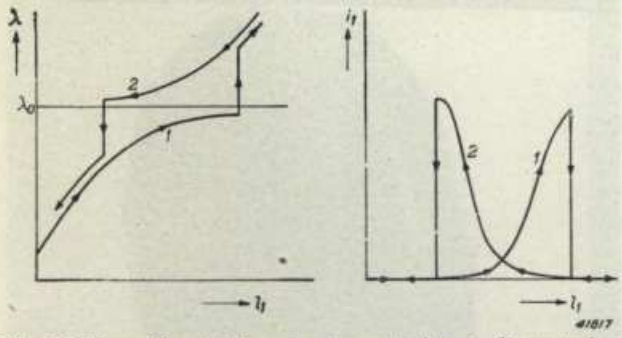


Fig. 17. De golflengte λ en de stroomsterkte i_1, die optreden bij de in fig. 16 weergegeven schakeling, in afhankelijkheid van de lengte l_1 van het Lechersysteem. De figuren stellen een deel van het λ-l_1-vlak resp. van het i_1-l_1-vlak voor, waarbij de punten $\lambda = l_1 = 0$ en $i_1 = l_1 = 0$ buiten de figuren vallen. Over een groot gebied blijkt de invloed van l_1 op de golflengte slechts klein te zijn, daar deze dan in hoofdzaak wordt bepaald door de golflengte λ_0 van de conische platte trilholte. Het blijkt verder uit de figuur, dat de trillingstoestand niet ondubbelzinnig wordt vastgelegd door de lengte l_1, maar ook nog afhangt van de wijze, waarop een bepaalde afstemming is bereikt.

Trilholten als uitgangs- en ingangselectroden bij kortegolfzendbuizen

Indien men van radiobuizen de hoogfrequente trillingsenergie afneemt met behulp van de anode, waarop de electronen met groote snelheden tenslotte zelf terecht moeten komen, dan wordt daarin bij

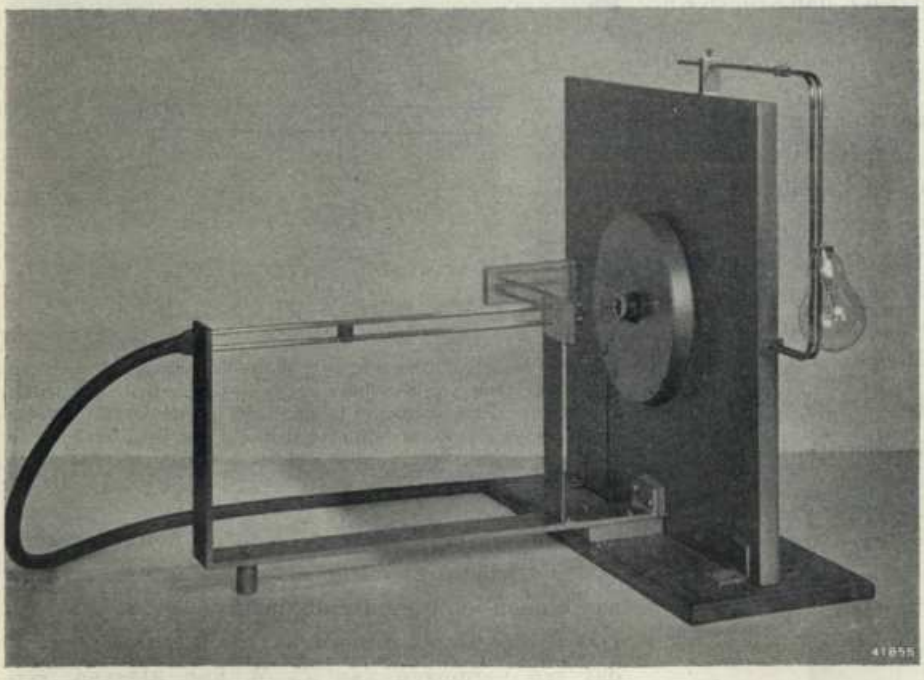


Fig. 18. Inductiebuis-oscillator voor golven van 65 cm, die uitgerust is met een verticaal staande, vierkante vlakke trilholte voor het afnemen der hoogfrequente trillingsenergie. Aan de linkerzijde van de vlakke trilholte ziet men één der magneetspoelen, welke zorgdragen voor het bijeenhouden van de electronenbundel. Het naar links loopende Lechersysteem dient voor het afstemmen van de roosterkring, terwijl het naar achter loopende Lechersysteem een gedeelte van de in de platte trilholte opgewekte trillingsenergie terugvoert naar het rooster, zoodat de electrische trillingen onderhouden blijven. Het Lechersysteem aan de rechterzijde ontleent aan de trilholte de in de belastingslamp gedissipeerde energie.

[6]) Vgl. bijv. Balth. van der Pol, Trillingshysteresis bij de triodegenerator met twee graden van vrijheid, T. Ned. Radio-Gen. **1**, 125, 1921.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

buizen voor groot vermogen een groote hoeveelheid warmte ontwikkeld. Bij de constructie dezer buizen dient men hiermee rekening te houden, zoodat men dan overwegingen van hoogfrequente aard minder tot hun recht kan laten komen. Daarom construeert men zendbuizen voor zeer korte golven tegenwoordig veelal zóó, dat de electronen langs een paar ringetjes loopen, waarin zij ladingen induceeren. Zij geven dan hieraan hoogfrequente trillingsenergie af, zonder dat zij er zelf op terecht komen. De botsingsenergie wordt echter opgenomen door de anode, die hoogfrequent is geaard en dus willekeurig groote afmetingen kan hebben.

In *fig. 18* zien wij een dergelijke zg. inductiebuis-oscillator afgebeeld. Een bundel electronen, waarvan de intensiteit in een hoogfrequent rhythme

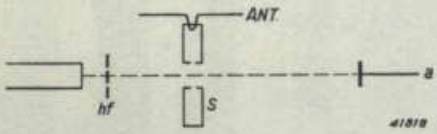


Fig. 19. Schematische voorstelling van een inductiebuis-versterker met een vlakke trilholte S als uitgangselectrode. De electronen worden gestuurd door het hoogfrequente rooster *hf* en begeven zich naar de anode *a*. De antenne is gekoppeld met de trilholte, die wordt aangestooten door de pulseerende electronenstroom, die er langs gaat.

door een rooster (*hf*) wordt gestuurd (*fig. 19*), passeert een spleet in een vlakke trilholte (*S*), waarop dus electrische ladingen worden geïnduceerd, terwijl de electronen van de bundel tenslotte zelf terecht komen op de anode (*a*). Gezien van de trilholte uit, blijkt de inductiebuis een vrij groote aanpassingsweerstand te bezitten. Om nu een goede overdracht van de hoogfrequente energie naar de antenne te verzekeren, moet de impedantie van de onbelaste trillingskring groot zijn ten opzichte van de aanpassingsweerstand. Derhalve is een trilholte met zijn groote impedantie bijzonder geschikt, om hier de rol van de trillingskring te spelen. De hoogfrequente energie wordt daarbij aan de trilholte onttrokken, doordat men de antenne met behulp van een lusje eraan koppelt. Hierbij fungeert de trilholte dus voornamelijk als transformator tusschen de hoogfrequente electronenbundel, die de energie moet leveren, en de antenne, die deze uitstraalt.

Indien men met de in fig. 18 en 19 weergegeven dunne, vlakke trilholte in de inductiebuis-oscillator geen voldoende kwaliteitsfactor en resonantieweerstand kan verkrijgen, kan men deze grootheden niet gemakkelijk vergrooten door een wat dikkere, vlakke trilholte te gebruiken, want voor het goed gericht houden van de electronenstraal bevinden zich daarlangs op vrij korte onderlinge afstanden

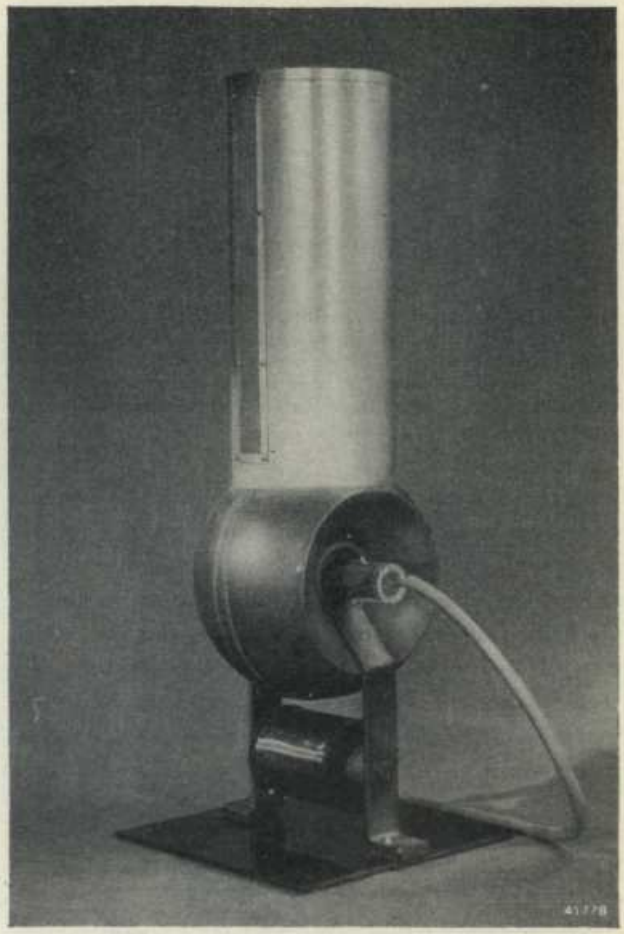


Fig. 20. Inductiebuisversterker voor golven van 45 cm, die is uitgerust met een dikkere trilholte, zooals in fig. 14*b* werd afgebeeld, waarmee een grootere kwaliteitsfactor en resonantieweerstand kan worden verkregen dan met dunnere trilholten mogelijk is. In de cylinder bovenop de trilholten bevindt zich een kunstantenne in de vorm van een gloeilamp. De spoel, die onder de trilholte is aangebracht, levert het magneetveld, dat de electronenbundel bijeenhoudt.

magneetspoelen, waar tusschen een trilholte moet worden aangebracht. Het is echter wel mogelijk, een grootere kwaliteitsfactor en resonantieweerstand te verkrijgen door een trilholte te nemen, zooals die in fig. 14*b* was afgebeeld, waarbij de dikte in het midden wel voldoende klein blijft, terwijl verder van de electronenstraal verwijderd de trilholte veel dikker wordt. In *fig. 20* is een inductiebuis-versterker met een dergelijke, dikkere trilholte afgebeeld.

Voor het opwekken van groote vermogens bij zeer hooge frequenties maakt men tegenwoordig veel gebruik van een stuurmechanisme, waarbij niet het aantal der doorgelaten electronen, maar hun snelheden worden gevarieerd. Bij het verder loopen zullen dan de snellere electronen de langzamere inhalen, zoodat opeenhoopingen ontstaan, waardoor uiteindelijk hetzelfde effect wordt bereikt als met amplitudesturing. Bij het toepassen van dergelijke zg. inhaalbuizen moet men ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schillende trilholten aanbrengen rondom de weg, die de electronen afleggen van kathode naar anode. Derhalve gebruikt men hiervoor vaak dunne, vlakke trilholten.

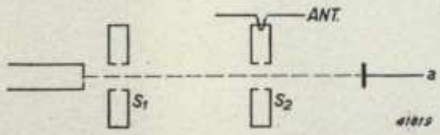


Fig. 21. Schematische voorstelling van een inhaalbuisversterker met vlakke ingangs- en uitgangstrilholten S_1 en S_2. De electronen worden op hun weg naar de anode a hoogfrequent gestuurd door S_1, terwijl zij dan in het voorbijgaan S_2 weer hoogfrequent aanslaan. Deze laatste geeft zijn trillingsenergie verder door aan de antenne.

In *fig. 21* is een inhaalbuis-versterker schematisch weergegeven. In plaats van door het rooster *hf* van fig. 19 wordt hier de electronenbundel gestuurd door de spleet van de ingangstrilholte S_1. Op eenige afstand verder op de weg der electronen bevindt zich de uitgangstrilholte S_2, zoodat de electronen daar zullen aankomen met een voldoende variatie in dichtheid, om met een behoorlijk rendement trillingen hierin op te wekken. De electronen

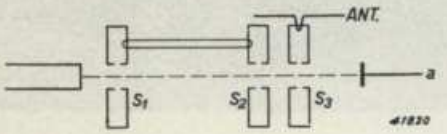


Fig. 22. De vlakke ingangs- en uitgangstrilholte S_1 en S_2 zijn onderling gekoppeld, teneinde het systeem zelfstandig te kunnen laten trillen. De hoogfrequente trillingsenergie voor de antenne wordt aan de pulseerende electronenstroom op weg naar de anode a onttrokken door een derde vlakke trilholte S_3.

komen tenslotte zelf terecht op de anode a, terwijl de vlakke trilholte S_2 haar hoogfrequente trillingsenergie afgeeft aan de antenne, die ermee is gekoppeld.

Koppelt men de vlakke ingangs- en uitgangstrilholten (S_1 en S_2) onderling, dan kan men dit systeem zelfstandig laten trillen (*fig. 22*). De hoogfrequente trillingsenergie onttrekt men dan tenslotte aan deze inhaalbuis-oscillator met behulp van een derde vlakke trilholte S_3, welke gekoppeld is met de antenne. Een demonstratiemodel van een dergelijke generator voor zeer korte golven is te zien in *fig. 23*.

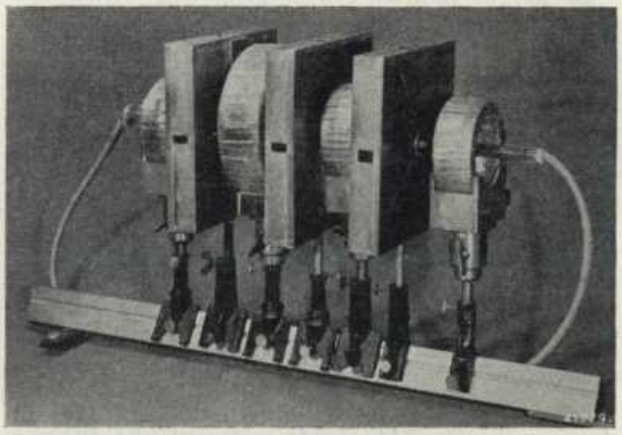


Fig. 23. Inhaalbuiszender voor golven van 40 cm, waarin gebruik is gemaakt van drie vlakke trilholten (vgl. schema van fig. 22). De kathode bevindt zich aan de linkerzijde en de anode rechts. De grootte van de opening van de meest rechtsche trilholte S_3 kan ter verandering van de eigenfrequentie worden geregeld door ronddraaien van de spaken, die op de foto zijn te zien. De magneetspoelen zorgen voor het bijeenhouden van de electronenbundel.

Het laatst verschenen nummer van *Philips Research Reports* (No. 3 van jaargang 1, April 1946) bevat de volgende artikelen:

R12: K. F. Niessen: On the error in the determination of the median plane of a radiobeacon in a tilted airplane.

R13: B. D. H. Tellegen: Network synthesis, especially the synthesis of resistanceless four-terminal networks.

R14: H. B. G. Casimir: On Onsager's principle of microscopic reversibility.

R15: M. Gevers: The relation between the power factor and the temperature coefficient of the dielectric constant of solid dielectrics.

R16: T. Jurriaanse, F. M. Penning and J. H. A. Moubis: The cathode fall for molybdenum and zirconium in the rare gases.

Degenen die voor een der bovenvermelde artikelen belangstelling hebben, kunnen zich wenden tot de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, waar een beperkt aantal overdrukken voor gratis verspreiding ter beschikking is.
Voor een abonnement op Philips Research Reports wende men zich tot den uitgever van het Philips Technisch Tijdschrift.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!